

SÉRIE A, n° 3397

N° D'ORDRE :

4269

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES-HENRI BENOIT

1^{re} THÈSE. — UN MASER A RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 18 novembre 1959 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER..... *Président.*

GRIVET } *Examineurs.*
CHABBAL..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959

SÉRIE A, N° 3397

N° D'ORDRE :

4269

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES-HENRI BENOIT

1^{re} THÈSE. — UN MASER A RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 18 novembre 1959 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER..... *Président.*

GRIVET } *Examineurs.*

CHABBAL..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	M ^{lle} CAUCHOIS ...	T	Chimie physique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	GRIVET	T	Radioélectricité.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	PONCIN	T	Mécanique générale.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	QUELET	T	Chimie organique.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	JUNG	T	Pétrographie.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WYART	T	Minéralogie.	WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
TEISSIER	T	Zoologie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
MONNIER	T	Physiologie générale.	M. PRUVOST	T	Géologie.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	HOCART	T	Minéralogie.
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU ...	T	Physique (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
COULOMB	T	Physique du Globe.	CHROQUET	T	Calcul diff. et intégral.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	GUINIER	T	Physique des solides.
P. DRACH	T	Zoologie.	JOST	T	Physiologie comparée.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	FORTET	T	Calcul des probabilités.
EPHRUSSI	T	Génétique.	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	MALAVARD	T	Aviation.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
LUCAS	T	Recherches physiques.	NORMANT	T	Chimie organique.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	BÉNARD	T	Chimie minérale.
ARNULF	T	Optique appliquée.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
MAX MORAND	T	Enseignement de physique.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
SOLEILLET	T	Physique.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
DANJON	T	Astronomie.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
PETIT	T	Biologie maritime.	CHADEFAUD	T	Botanique.
QUENRY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
GALLIEN	T	Embryologie.	M ^{lle} LE BRETON ..	T	Physiologie générale.
EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	SALEM	T	Mathématiques générales.
			LELONG	T	Mathématiques générales.
			DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.
			EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
			FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).

PROFESSEURS (suite)

GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	ROUAULT	T	Physique générale.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).	GAUTHIER		Mécanique appliquée.
PISOT	T	Calcul des probabilités.	BARCHIEWITZ		Chimie physique.
E. ROCH	T	Géologie.	BROSSEL		Physique atomique.
SCHATZMANN		Astrophysique.	BUSER		Biologie animale (P.C.B.)
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	CAMUS		Biol. vég. (P.C.B.).
ZAMANSKY	T	Mathém. générales.	CASTAING		Physique générale.
LENNUIER		Physique (M.G.P.).	CURIEN		Minéralogie et cristallographie.
RIZET		Génétique.	MOYSE		Physiologie végétale.
ROUTHIER		Géologie appliquée.	NOIROT		Évolution des êtres organisés.
M ^{me} TONNELAT	T	Théories physiques.	PANNETIER		Chimie (S.P.C.N.).
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).	POSSOMPES		Biologie animale (P.C.B.)
SOUCHAY	T	Chimie générale.	PULLMANN		Chimie théorique.
AIGRAIN	T	Electrotechnique.	TEILLAC		Physique nucléaire , et radioactivité.
BRUSSET		Chimie minérale.	TONNELAT		Biologie physico-chimique.
M. LEVY		Physique théorique.	VILLE		Econométrie.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
M ^{me} HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.).	DODÉ	T	Chimie.
PIAUX		Chimie (P.C.B.).	FREYMANN	T	Physique (S.P.C.N.).
BRUN		Mécanique expérimentale des fluides.	GUINOCHET	T	Biologie végétale (Orsay).
LEDERER	T	Chimie des substances organiques naturelles.	ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
M ^{me} DUBREIL-JACOTTIN	T	Mathématiques.	M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (P.C.B.).
M ^{me} LELONG - FERRAND	T	Mathématiques (E.N.S.).	CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	ARNOULT	T	Physique (Orsay).
COTTE	T	Physique (M.P.C.).	CHAPELLE	T	Physique (P.C.B.).
J.-E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).	DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
LAMOTTE		Zoologie (E.N.S.).	DENY	T	Mathématiques (Orsay).
LE ROLLAND		Mécanique des fluides.	P. GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
André MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).	G. LUCAS	T	Géologie.
OLMER	T	Énergétique générale.			

Secrétaire Général Ch. MONIER

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Électronique et de Radio-électricité de la Faculté des Sciences de l'Université de Paris. Que M. le Professeur P. Grivet veuille bien trouver ici l'expression de ma gratitude pour les conseils judicieux qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Mes remerciements s'adressent aussi à M. Hénon qui a résolu les équations du passage adiabatique grâce à la machine à calculer analogique qu'il a montée à l'Institut d'Astrophysique. Je remercie enfin toute l'équipe de résonance et plus particulièrement L. Guibé et H. Ottavi, pour leur aide effective au cours de ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

UN MASER

A RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE ⁽¹⁾

Par HENRI BENOIT

CHAPITRE PREMIER

Introduction.

1. Principe de fonctionnement des « Masers ». — 1.1. Emission spontanée et émission stimulée. — Lorsqu'un atome ⁽²⁾ passe d'un niveau d'énergie E_1 à un niveau d'énergie supérieure E_2 , il absorbe une quantité d'énergie égale à $E_2 - E_1$ (22).

Intéressons-nous au cas où cette énergie est empruntée à un rayonnement électromagnétique : il y a alors absorption par l'atome d'un quantum d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Supposons que l'atome soit soumis à un rayonnement incident possédant un spectre continu que nous caractériserons par sa densité spectrale d'énergie ρ_ν . La proportion d'atomes excités par unité de temps sous l'influence du rayonnement est proportionnelle à ρ_ν . Pendant l'intervalle de temps Δt , un nombre ΔN d'atomes va passer du niveau E_1 au niveau E_2 :

$$\Delta N = N_1 B \rho_\nu \Delta t$$

où N_1 est la population des atomes se trouvant au niveau E_1 et B la probabilité d'absorption.

Du niveau E_2 les atomes peuvent retourner au niveau E_1 en rayon-

⁽¹⁾ Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 18 novembre 1959 devant la Commission d'examen.

⁽²⁾ Pour nous relier à la théorie classique du rayonnement, nous employons ici le mot atome mais tout ce qui est dit ici est valable pour un système quantique quelconque et en particulier pour les noyaux de spin $1/2$, couplés à un champ magnétique par leur moment magnétique, le seul cas qui nous intéressera dans la suite.

nant spontanément l'énergie $h\nu$, c'est-à-dire en émettant un rayonnement de fréquence ν . Le nombre $\Delta N'$ d'atomes qui retournent au niveau inférieur par ce mécanisme est :

$$\Delta N' = N_2 A \Delta t$$

où N_2 est la population du niveau E_2 et A la probabilité d'émission spontanée.

Einstein a montré que l'émission peut aussi être « induite » ou « stimulée » par la présence d'une radiation de fréquence ν . Il existe donc une probabilité d'émission induite B donnée par la relation :

$$\Delta N'' = N_2 B \rho_\nu \Delta t$$

où $\Delta N''$ est le nombre d'atomes qui retournent au niveau E_1 par ce mécanisme et où le coefficient B a la même valeur que dans le processus d'absorption.

Le bilan final de la puissance absorbée par le système et fournie par le rayonnement s'établit à :

$$P = (N_1 - N_2) B \rho_\nu h\nu - A N_2 h\nu. \quad (1)$$

Les valeurs des différents coefficients A et B peuvent être analysées en théorie (41) ; en particulier, le coefficient A est négligeable dans le domaine des radiofréquences ; l'expression (1) se simplifie donc et devient :

$$P = (N_1 - N_2) B \rho_\nu h\nu. \quad (2)$$

1.2. Possibilité d'une prépondérance de l'énergie stimulée. — Le signe de la puissance P comptée positivement lorsqu'elle est fournie par le rayonnement, dépend d'après (2) du signe de $N_1 - N_2$.

Si N_1 est supérieur à N_2 , l'énergie absorbée est supérieure à celle rayonnée par l'émission stimulée et le système de spins absorbe de l'énergie. C'est le cas habituel si on a laissé l'équilibre thermique s'établir dans l'échantillon, le rapport des populations est en effet donné par l'équation de Boltzmann :

$$N_2/N_1 = \exp(-h\nu/kT).$$

Si N_1 est égal à N_2 il n'y a pas d'échange d'énergie entre le rayonnement et le système de spins ; P est donc nul : du point de vue optique le système est transparent, mais dans la terminologie des résonances de spins, on dit souvent que le système est « saturé », ce qui correspond à la méthode employée alors pour obtenir cet état.

Si N_1 est inférieur à N_2 , il y a prépondérance de l'émission stimulée sur l'absorption, la puissance P est négative : on observe alors une amplification du rayonnement incident. Si cet apport d'énergie dépasse

une certaine limite dite « d'accrochage des oscillations » définie par la valeur des pertes d'énergie dans le dispositif expérimental envisagé, on observe l'auto-entretien de ce rayonnement ; on est passé de l'état d'amplificateur à celui d'auto-oscillateur.

Ces différentes situations peuvent être décrites au moyen de la température de spin dont la référence 2 donne une justification rigoureuse.

Nous allons examiner comment on peut obtenir effectivement cet enrichissement du niveau supérieur ; c'est le problème de base dans tous ces appareils.

2. Les différentes méthodes utilisées pour faire fonctionner un Maser. — 2.1. Les « Masers » proprement dits. — La première réalisation est due à C. H. Townes (30) qui l'a appelée « Maser », acronyme synthétisée d'après les initiales de l'expression « Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Cette dénomination s'explique parce que ce montage peut être utilisé comme amplificateur, mais il peut tout aussi bien servir de spectrographe d'émission ou d'absorption et d'oscillateur ; c'est là une propriété commune à tous les « Masers ». Mais ici on envisagera essentiellement le fonctionnement en oscillateur et lorsqu'on parlera de Maser sans autre précaution de langage, le montage sera supposé fonctionner en auto-oscillateur.

Dans ces expériences C. H. Townes utilisait la fréquence d'inversion de NH_3 à 23870 MHz grâce à un triage par un système d'électrodes quadrupolaires (58).

J. Combrisson, A. Honig et C. H. Townes (25) ont ensuite tenté d'utiliser la résonance électronique d'un solide (silicium dopé au phosphore) expérience réussie plus tard par Feher (27). L'inversion des populations est obtenue par passage adiabatique rapide.

On peut aussi utiliser le « pompage » notion introduite en optique dès 1950 par A. Kastler (44). Un Maser de ce type fonctionne avec de la vapeur de rubidium.

Bløembergen (18) utilise aussi un pompage avec un système à trois niveaux, échantillon de rubis, Al_2O_3 , contenant du chrome.

Abragam, avec Combrisson et Solomon (1) (6) (24) (54) emploient une solution présentant un effet Overhauser avec inversion.

Citons encore l'effet solide d'Uehersfeld (57) et Abragam (3) et les transitions à plusieurs quanta, étudiées par Javan (43) et Winter (60).

2.2. Les expériences de précession libre. — Nous citerons enfin comme antécédents des Masers, les expériences de précession libre qui conduisent aussi à des techniques utiles pour la mesure des champs magnétiques. Packard et Varian (48) utilisent un champ de polarisation intense

orienté à 90° du champ terrestre ; ce champ est coupé brutalement et on observe un signal de précession libre. Skripov (53) a réalisé un dispositif analogue fonctionnant en régime continu, grâce à un courant d'eau. En alimentant la première bobine avec la tension recueillie aux bornes de la seconde bobine, Skripov a pu obtenir des auto-oscillations. Latyshev (45) a mis au point une variante de cette méthode.

2.3. Instabilité de l'état macroscopique M_0 ⁽¹⁾ antiparallèle à H_0 . — En résonance magnétique nucléaire la première étude du couplage entre les spins nucléaires et les circuits électriques est due à Bloembergen et Pound (20) qui montrent à l'aide des équations macroscopiques de la R. M. N. établies par F. Bloch (15) que ce couplage se traduit par un amortissement appelé « amortissement par rayonnement cohérent » caractérisé par une constante de temps T_R qui vaut :

$$T_R = 1/2 \pi \gamma \eta Q M_0 \quad (3)$$

où γ est le rapport gyromagnétique du noyau, η le coefficient de remplissage, Q la surtension du circuit oscillant, M_0 le moment magnétique macroscopique par unité de volume. Ces constantes sont définies dans les livres consacrés à la R. M. N. (4) (7) (31) (46) (51) (52).

K. V. Vladimirsky (59) a repris ensuite leurs calculs et montré que, contrairement à leurs conclusions, un état où le moment magnétique macroscopique a été retourné à 180° , émet un rayonnement si $T_R < T_2$ où T_2 est le temps de relaxation transversal, arrivant ainsi à la condition d'accrochage d'un « Maser » à R. M. N. :

$$- 2\pi\gamma\eta M_0 Q T_2 > 1. \quad (4)$$

Selon une suggestion de Vladimirsky, nous avons cherché à obtenir un fonctionnement en régime continu par le renouvellement de la substance où nous avons retourné le moment magnétique macroscopique.

Nous avons donc décidé d'employer un liquide et envisagé trois méthodes possibles pour retourner les spins nucléaires d'un liquide en mouvement.

3. Les différentes méthodes envisagées pour faire fonctionner un Maser à deux niveaux et à courant liquide. — **3.1. Renversement non adiabatique du champ.** — Cette expérience fut réalisée pour la première fois, par Purcell et Pound (49) avec un solide. Elle consiste

⁽¹⁾ M_0 est une intensité d'aimantation ; conformément à l'usage il sera appelé « moment magnétique par unité de volume » ou encore « polarisation magnétique ».

à retourner le champ directeur de 180° en un temps court devant la période de précession dans ce champ, ce qui était obtenu dans un solide, par un moyen assez compliqué. J'ai remarqué qu'il serait possible d'obtenir le même résultat plus simplement avec un liquide en mouvement : il faut lui faire traverser une région où le champ change brutalement de sens. Cette technique nécessite un contrôle très précis de la carte du champ ; par contre elle dispense de toute stimulation radiofréquence nécessaire pour retourner les spins dans les autres procédés. Néanmoins, je n'ai pas réalisé ce projet, ayant utilisé la méthode du paragraphe 3 plus simple encore.

3.2. Impulsion 180° . — Un champ tournant d'amplitude h_1 , perpendiculaire au champ directeur de fréquence ajustée à la résonance, retourne les spins si la condition $\gamma h_1 \tau = \pi$ est réalisée, τ étant la durée d'irradiation. J'ai pensé à appliquer ce type d'excitation à un liquide en mouvement : τ serait le temps de séjour du liquide dans une bobine placée dans un champ magnétique qui devrait être homogène et bien stable et où l'on établirait aussi le champ R. F. h_1 . Une difficulté particulière tiendrait à la vitesse d'écoulement non uniforme du liquide dans la bobine, c'est pourquoi je n'ai pas non plus poursuivi dans cette voie.

3.3. Passage adiabatique rapide. — Ce mode d'excitation fut proposé par F. Bloch lors de la découverte de la R. M. N. (15). F. Bloch employait un champ radiofréquence tournant, d'amplitude h_1 et faisait varier le champ magnétique directeur H en traversant la résonance. Les spins sont retournés si $\gamma h_1 \gg \frac{dH}{dt}$ lorsqu'on néglige la relaxation. J'ai proposé de réaliser ce processus sous une forme expérimentale nouvelle sur un liquide en mouvement. Le retournement est produit par passage du liquide dans un champ inhomogène en présence d'un champ R. F. de fréquence fixe, seule une zone étroite de ce champ rapidement traversée est active.

Cette troisième technique a été choisie finalement pour sa simplicité ; la réussite de l'expérience est facilitée par l'emploi d'un champ R. F. d'amplitude constante, assez aisée à atteindre.

Nous étudierons maintenant en détail cette condition adiabatique qui est à la base de nos expériences, où elle est d'ailleurs utilisée plusieurs fois.

Des techniques analogues ont par ailleurs été proposées par Bolef et Chester (21) en résonance électronique, en faisant tourner un solide ; les expériences proposées par ces auteurs, n'ont pas été entreprises, à notre connaissance.

CHAPITRE II

Étude du passage adiabatique rapide en résonance magnétique nucléaire.

1. Résolution des équations du passage adiabatique rapide. —

La condition adiabatique est très générale; elle est relative à l'influence des changements d'orientation du champ magnétique directeur sur la polarisation magnétique nucléaire.

Elle impose à celle-ci de rester constante et alignée avec le champ magnétique directeur, lorsque ces changements d'orientation sont suffisamment lents (5).

Nous étudierons ce problème lorsqu'on est en présence d'un champ radiofréquence h_1 tournant à la vitesse angulaire ω_1 , le champ magnétique directeur variant de manière continue et traversant la valeur H_1 correspondant à la résonance telle que $H_1 + (\omega_1/\gamma) = 0$. Dans ces conditions, c'est le champ efficace dans le trièdre tournant à la vitesse angulaire ω_1 qui tourne de 180° (fig. 1) (réf. 50).

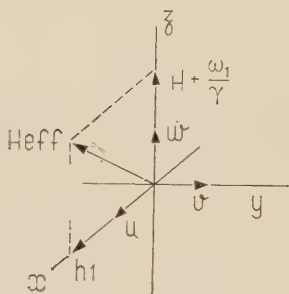


Fig. 1.

1.1. Mise en équation. — Les équations macroscopiques de la R. M. N. en négligeant la relaxation, s'écrivent dans le trièdre tournant à la pulsation ω_1 en présence d'un champ R. F. h_1 tournant à la vitesse angulaire ω_1 :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \wedge \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (1)$$

avec :

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \left(H + \frac{\omega_1}{\gamma} \right) \vec{w} + h_1 \vec{u}.$$

Posons $H = H_1 + \Delta H$, avec $H_1 + \frac{\omega_1}{\gamma} = 0$ et faisons varier ΔH linéairement avec le temps : $\Delta H = t(dH/dt)$. L'équation (1) devient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \left[\vec{M} \wedge \left(h_1 \vec{u} + t \frac{dH}{dt} \vec{w} \right) \right]. \quad (2)$$

En utilisant un temps réduit τ , défini par la relation $\tau = \gamma h_1 t$, l'équation (2) s'écrit :

$$\frac{d\vec{M}}{d\tau} = \vec{M} \Lambda \left(\vec{u} + \frac{\tau}{a} \vec{w} \right) \quad (3)$$

et ne dépend plus alors que du facteur sans dimension :

$$a = \frac{\gamma h_1^2}{(dM/dt)} \quad (4)$$

Ce paramètre interviendra fréquemment dans la suite de cette étude.

L'équation vectorielle (3) est équivalente au système d'équation suivant :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{d\tau} &= \frac{\tau}{a} M_y \\ \frac{dM_y}{d\tau} &= M_z - \frac{\tau}{a} M_x \\ \frac{dM_z}{d\tau} &= -M_y \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Ce système d'équations a déjà été résolu pour $a \gg 1$, par F. Bloch (15). Pour $a \ll 1$, on en connaît une solution approchée donnée par R. Gabillard (32).

Nous entreprendrons ici la résolution de ce système pour toute une série de valeurs de a , intermédiaires entre les deux cas asymptotiques précédents. Ce problème est nettement plus compliqué et il a nécessité l'emploi de la machine à calculer de M. Hénon de l'Institut d'Astrophysique.

1.2. Le facteur de retournement F. — Si la condition $a \gg 1$ n'est pas suffisamment bien réalisée après le passage par la résonance, $\vec{M}$ fera un angle θ avec le champ $\vec{H}_{\text{eff}}$. Le temps de relaxation T_2 , temps court, essentiellement dû à l'inhomogénéité du champ dans les expériences envisagées ici, fera alors rapidement disparaître les composantes transversales et seule se conservera avec la constante de temps T_1 , la composante du moment magnétique le long de H_{eff} . Le facteur de retournement F, rapport du moment magnétique macroscopique final M_f au moment magnétique macroscopique initial M sera défini par :

$$F = M_f/M_i = -\cos \theta. \quad (6)$$

1.3. Résolution à l'aide d'une machine à calculer analogique. — **1.3-1. LA MACHINE À CALCULER.** — Avec Michel Hénon et à l'aide d'une machine à calculer analogique qu'il a construite à l'Institut d'Astrophysique,

nous avons intégré le système d'équations (5) pour différentes valeurs de a (fig. 2).

Sur ce dessin, les éléments représentés par des triangles sont des amplificateurs continus de gain $-60\,000$.

Utilisés avec des résistances de contre-réaction de l'ordre de $1\text{ M}\Omega$, ces amplificateurs permettent de réaliser des additions. Utilisés avec des résistances en série de $100\text{ M}\Omega$ et des condensateurs en parallèle de $1/2\text{ }\mu\text{F}$ (constante de temps, 50 secondes) nous obtenons une intégration.

Les conditions initiales sont imposées en fixant les tensions aux bornes des condensateurs d'intégration au moyen d'un circuit auxiliaire. Au début du calcul les condensateurs sont connectés aux intégrateurs par un ensemble de relais.

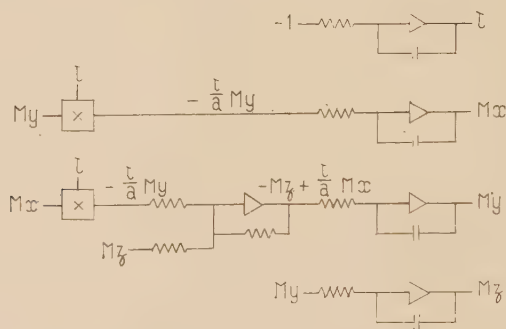


Fig. 2. — Schéma employé pour la résolution analogique des équations de Bloch du passage adiabatique rapide.

1.3-2. CHOIX DES CONDITIONS INITIALES. — Les conditions initiales théoriques sont $M_x = M_y = 0$, $M_z = +1$ pour $\tau = -\infty$. En pratique, il faut évidemment partir d'un temps fini $\tau = -\tau_i$, en utilisant le fait qu'au début du mouvement $\vec{M}$ reste sensiblement aligné sur le champ H_{eff} qui tourne lentement. L'erreur correspondante sera calculée plus loin ; la valeur adoptée pour τ_i dépend de a et varie de 0,66 à 40.

Nous prenons donc finalement comme conditions initiales :

$$\tau = -\tau_i, \tau_i \text{ positif et suffisamment grand,}$$

$$M_x = -a/\tau_i,$$

$$M_y = 0,$$

$$M_z = +1.$$

Le module de M peut être choisi arbitrairement car les équations sont homogènes.

1.3-3. CHOIX DES CONDITIONS FINALES. — On désire obtenir l'angle θ entre $\vec{M}$ et $\vec{H}_{\text{eff}}$ pour τ infini. Cette valeur est pratiquement atteinte au temps $\tau = \tau_f$ pour les mêmes raisons qui ont fixé le choix de τ_i et nous prendrons $\tau_f = \tau_i$.

1.3-4. LECTURE DES RÉSULTATS. — La machine analogique fournit M_x, M_y, M_z sous forme de tensions variant au cours du temps. Nous avons choisi d'enregistrer M_x en fonction de M_z sur un enregistreur xy ,

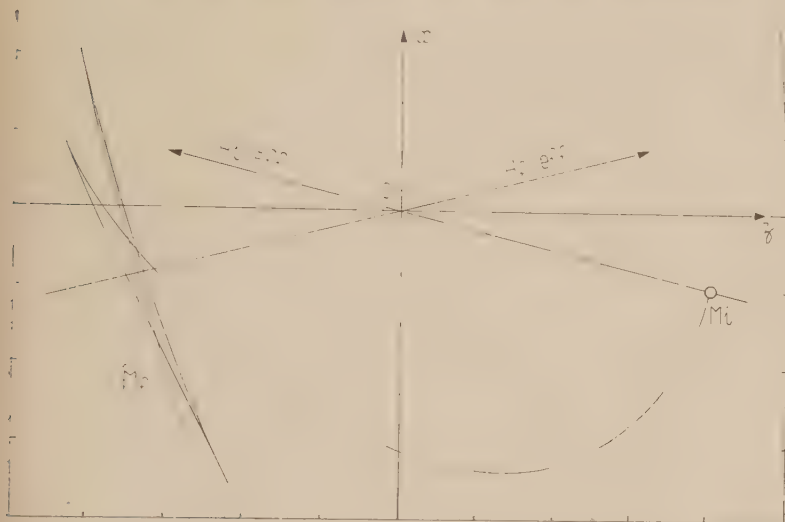


Fig. 3. — Enregistrement obtenu par la machine à calculer analogique. Cet enregistrement représente la projection du mouvement de la polarisation magnétique M sur le plan xOz lors du passage par la résonance, pour $a = 0,7$ et $\tau_f = -\tau_i = 4a$. Les directions initiale et finale du champ magnétique sont notées H_i et H_f respectivement.

c'est-à-dire la projection du mouvement de M dans le plan xOz . La figure 3 reproduit à titre d'exemple la courbe obtenue pour $a = 0,7$.

On détermine facilement l'angle θ entre $\vec{M}$ et $\vec{H}_{\text{eff}}$ à l'aide de cette projection, d'où le facteur de retournement $F = -\cos \theta$. Les résultats sont représentés par le tableau I et la figure 4. On peut constater que le retournement est pratiquement complet pour $a > 3$, valeur en bon accord avec les expériences de Bloch (16) et Guilletto (37).

1.3-5. PRÉCISION. — Calculons l'erreur due au choix des conditions initiales approximatives $\tau = -\tau_i$ et finales $\tau = \tau_f$. Pour $\tau = -\infty$, par substitution dans le système d'équations (5), on peut trouver un déve-

TABLEAU I

$\frac{1}{a}$	$\frac{\tau_i}{a} = \frac{\tau_f}{a}$	θ	$F = -\cos \theta$
30	20	153	+ 0,90
20	20	147,25	+ 0,85
14	20	141	+ 0,78
10	20	133,5	+ 0,69
7	10	127	+ 0,59
5	10	116	+ 0,44
3	10	98	+ 0,14
2	10	81,5	- 0,15
1,4	10	63,75	- 0,44
1	10	49,5	- 0,65
0,7	4	40,5	- 0,76
0,5	4	22,5	- 0,92
0,32	4	8,5	- 0,99
0,1	4	2	- (1 - 5 · 10 ⁻⁵)

Résultats du calcul analogue : facteur de retournement lors d'un passage rapide par la résonance pour différentes valeurs de $a = \gamma h^2 / (dH/dt)$.

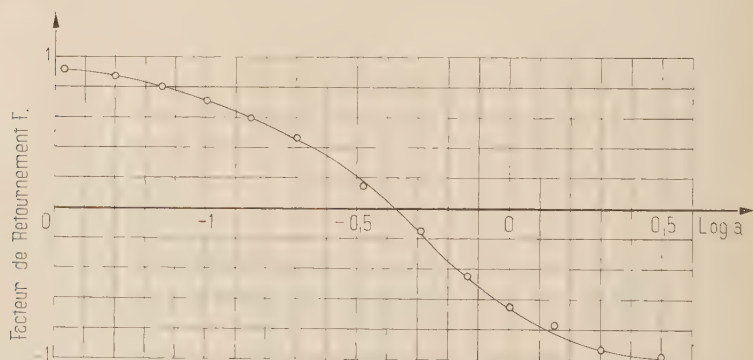


Fig. 4. — Facteur de retournement $F = -\cos \theta$ lors d'un passage par la résonance, calculé en fonction de $a = \gamma h^2 / (dH/dt)$.

loppement limité de M_x , M_y et M_z en fonction de $1/\tau$ dont les premiers termes sont :

$$M_x = \left(a - \frac{1}{2} \frac{a^3}{\tau^3} + \dots \right) M_0$$

$$M_y = \left(-\frac{a^2}{\tau^3} + \dots \right) M_0$$

$$M_z = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a^2}{\tau^3} + \dots \right) M_0.$$

On en déduit l'angle $\Delta\theta$ entre $\vec{M}$ et Π_{eff} à l'instant $\tau = -\tau_i$

$$\Delta\theta = \frac{1}{a} \left(\frac{a}{\tau_i} \right)^3 \quad (7)$$

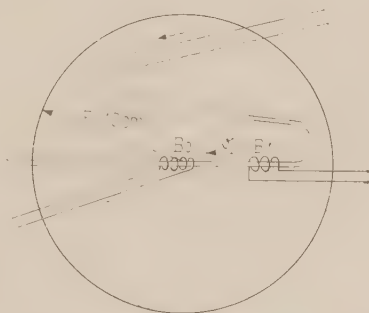
$\Delta\theta$ est l'erreur faite sur θ en commençant le calcul à l'instant $-\tau_i$, car cette erreur d'angle est conservée dans le mouvement de M . L'erreur faite sur θ en arrêtant le calcul à l'instant $\tau_f = \tau$ est la même.

Numériquement, compte tenu des valeurs de a et de τ_i , données dans le tableau I, cette erreur ne dépasse pas 0,02 radian, valeur atteinte pour $a = 0,7$.

D'autre part, le procédé analogique introduit des erreurs qu'il est difficile de déterminer avec précision mais que nous estimons à 0,02 radian sur l'angle θ . Finalement, l'erreur sur θ ne dépasse certainement pas 0,04 radian; l'erreur sur F s'obtient en multipliant l'erreur sur θ par $\sin \theta$; sa valeur absolue maximum est 0,04.

Nous avons vérifié expérimentalement ces formules pour un large domaine de valeurs du paramètre a , par des mesures qui sont exposées dans les paragraphes suivants et qui portent sur des conditions expérimentales nouvelles.

Fig. 5. — Schéma de la circulation installée dans l'entrefer de l'électroaimant. B_1 est la bobine de retournement et B_0 est la bobine de l'autodyne ou du « Maser ».



2. Réalisation du passage adiabatique rapide en champ fort par un courant d'eau (9). — 2.1. La circulation d'eau. — Nous disposons d'un électroaimant Beaudoin de pièces polaires de 20 cm de diamètre, l'entrefer était de 40 mm. Le champ magnétique est réglé à $H_0 = 6900$ G au centre correspondant à une fréquence de résonance $f_0 = 29,4$ MHz pour les protons (14).

Nous avons installé une circulation d'eau dans l'entrefer de l'électroaimant (fig. 5). Une première partie du circuit est faite en tuyaux de 1 cm de diamètre et de 20 cm de long, où l'eau séjourne un temps long devant son temps de relaxation longitudinal T_1 . L'eau passe ensuite dans un tube de 2 mm de diamètre où elle coule à une vitesse $v = 57$ cm/s, vitesse moyenne calculée à partir du débit $D = 1,8$ cm³/s et de la section du tube. Ce tube sort de l'entrefer

puis y rentre à nouveau en traversant deux sondes : une bobine de retournement à 8,5 cm du centre de l'entrefer puis une bobine de détection située au voisinage du centre de l'électroaimant.

2.2. Le retournement par passage adiabatique rapide. — La bobine de retournement comporte 20 tours de fil sur 23 mm de long, bobinés sur un mandrin de téflon de 6 mm de diamètre ; un trou percé au centre de ce mandrin permet le passage du tuyau de 2 mm de diamètre. Cette bobine est alimentée par un amplificateur HF fournissant une dizaine de watts, soigneusement blindé. Un générateur HF réglé à la fréquence $f_1 = 28,7$ MHz attaque cet ensemble et fixe la valeur de la fréquence d'excitation du retournement. L'amplitude du champ R. F. de polarisation rectiligne peut atteindre 2 G, soit 1 G pour chacune des composantes circulaires.

Cette bobine est placée radialement dans l'entrefer de telle sorte que le champ magnétique directeur ait la valeur :

$$H_1 = 2\pi f_1 / \gamma = 6\,740 \text{ G}$$

au centre, cette valeur correspondant à la fréquence de résonance $f_1 = 28,7$ MHz. Dans cette région, le gradient du champ $\frac{dH}{dr}$ le long du rayon, vaut 240 G/cm.

La vitesse de variation du champ magnétique directeur H subie par le liquide en mouvement est finalement :

$$\frac{dH}{dt} = v \frac{dH}{dr} = 14\,000 \text{ G/s.}$$

où v est la vitesse linéaire de l'eau.

Si l'on admet que la zone de résonance effective s'étend à la région où $\Delta H < 10 h_1$, cette zone mesure au maximum 1 mm de long ; elle est donc très étroite devant les dimensions de la bobine et du champ : le gradient γ est donc bien constant. La durée de retournement est de 0,02 s ; elle est effectivement négligeable devant le temps de relaxation ($T_1 = 0,7$ s), comme nous l'avons supposé dans la théorie.

La fréquence f_1 du champ d'excitation n'est pas critique non plus. Lorsqu'on change cette fréquence, il se produit simplement un changement de la position de la zone de résonance, ce qui n'a pas d'inconvénient. Cependant le gradient du champ directeur varie un peu ce qui modifie la valeur optimum de h_1 . Pour réduire cette valeur de h_1 nécessaire, il y a intérêt à se placer dans des conditions où le gradient soit faible, donc à choisir H_1 le plus proche possible de H_0 . Mais alors f_1 devient voisin de f_0 et on est limité dans cette voie par l'existence d'un couplage parasite résiduel entre l'émetteur et le détecteur autodyne qui fonctionne à la fréquence f_0 . Finalement, nos essais nous ont conduit à adopter un écart de 700 kHz entre ces deux fréquences.

2.3. Etude du retournement. Mesure de M_0 . — La mesure de M_0 en valeur relative est obtenue par résonance magnétique nucléaire classique, au moyen d'un autodyne qui détecte le signal d'absorption ou d'émission (38). On peut régler le fonctionnement de l'autodyne avec un niveau d'oscillation suffisamment élevé sans saturer le courant d'eau ; on assure ainsi la *linéarité de la relation* entre le signal et la polarisation magnétique macroscopique des protons dans toute la gamme étudiée qui est comprise entre $\pm \chi H_0$, χH_0 correspondant à l'équilibre thermique.

La figure 6 représente en valeur relative le signal de l'autodyne donc la polarisation magnétique des protons du courant dans la bobine de

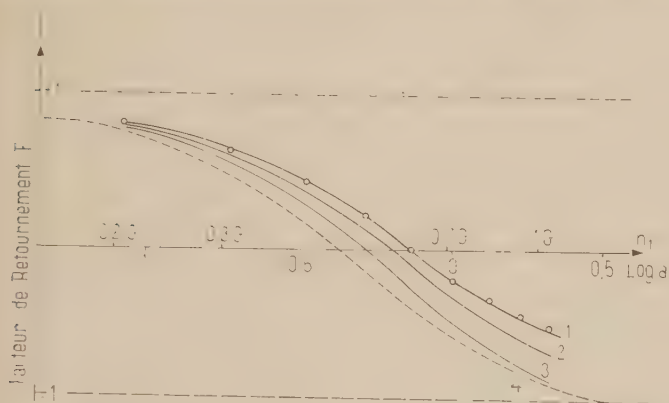


Fig. 6. — Valeur relative F de la polarisation magnétique macroscopique restante après le passage adiabatique rapide en fonction de $\log a$ avec $a = \gamma h_1^2 \omega / (dH/dt)$, h_1 étant variable, courbe n° 1. Les courbes 2 et 3 représentent les résultats qui auraient été effectivement observés s'il n'y avait pas eu une dépolarisation se traduisant par une affinité de rapport $\alpha = 0,9$ (courbe 2) ou de rapport $\alpha = 0,8$ (courbe 3). La courbe n° 4 est la reproduction de la figure 4.

détection en fonction de $\log a$, a étant le paramètre définissant la rapidité du passage par la formule 4. $a = \gamma h_1^2 \omega / (dH/dt)$, pour différentes valeurs de h_1 .

Mais la durée, $t = 0,165$ s, de transport du liquide entre les deux bobines, n'est pas négligeable devant le temps T_1 de l'eau de la ville, ce qui nous permet de mesurer ce temps T_1 . En effet, cette relaxation se traduit par un affaiblissement de la polarisation effective, et sur les courbes par une affinité de rapport $\alpha = \exp(-t/T_1)$ par rapport à la droite d'ordonnée $+1$ de la figure 6. Sur ce graphique nous avons tracé des courbes corrigées de cette dépolarisation parasite.

L'accord entre la courbe expérimentale et la courbe correspondant à $\alpha = 0,8$ est satisfaisant, nous choisissons donc cette valeur $\alpha = 0,8$. Le temps de relaxation T_1 est ensuite calculé par l'équation :

$\alpha = \exp(-t/T_1) = 0,8$. Compte tenu de la valeur de $t = 0,165$ s, nous obtenons la valeur du temps de relaxation longitudinal T_1 de l'eau utilisée $T_1 = 0,75$ s. L'erreur est d'environ 5 p. 100 sur la mesure de t et de 5 p. 100 sur α erreur due aux mesures d'amplitude du signal de l'autodyne, finalement $T_1 = 0,75 \pm 0,15$ s. Cette valeur de T_1 est bien inférieure à celle de l'eau pure ce qui est naturel puisque nous utilisons de l'eau de la ville qui est passablement polluée.

Ces expériences pourraient servir à une mesure intéressante de T_1 , à condition d'opérer avec des liquides purs, soigneusement désoxygénés, travaillant en cycle fermé grâce à une pompe absolument étanche à l'air dont nous espérons pouvoir disposer dans un proche avenir. En particulier on peut mesurer ainsi le T_1 des différentes composantes d'un spectre de haute résolution. La précision pourrait être notablement améliorée en choisissant un temps t tel que $e^{-t/T_1} = 1/2$ de manière à obtenir une polarisation nulle dans la bobine de détection (moyenne entre $+M_0$ et $-M_0$). L'autodyne sert alors d'appareil de zéro permettant ainsi une mesure précise de α .

Une fois tenu compte de cette dépolarisation parasite, il ne subsiste plus qu'un léger décalage suivant l'axe horizontal entre les courbes théoriques et expérimentales de la figure 6.

Une partie de ce décalage est due à une estimation du champ RF h_1 trop élevée dans la bobine de retournement; une erreur de 13 p. 100 sur l'appréciation de h_1 dans la bobine de retournement serait nécessaire pour rendre compte de cet écart.

Une autre cause d'erreur difficile à évaluer vient des écarts à l'uniformité de la vitesse des filets de courant d'eau dans le tube: nous sommes en réalité en régime d'écoulement laminaire.

Nous pouvons conclure que la loi théorique que nous avons calculée est bien vérifiée aux erreurs expérimentales près, et nous avons pu obtenir dans la bobine de l'autodyne une polarisation magnétique nucléaire du courant d'eau valant $-0,7$ fois celle correspondant à l'équilibre thermique.

3 Réalisation du passage rapide adiabatique en champ faible (10). — 3.1. La circulation du benzène. — Cette même technique de retournement a été utilisée dans le champ de fuite d'un électroaimant, dans la région où le champ s'abaisse à 10 G, soit à environ 40 cm du centre de l'entrefer.

Le temps de transit est, dans cette expérience, trop long pour que l'eau de la ville convienne, aussi avons-nous installé une circulation de benzène. Nous n'avons pas atteint le temps de relaxation théorique ($T_1 = 19$ secondes), mais une valeur suffisante pour rendre l'expérience possible. Le benzène séjourne d'abord dans l'entrefer de l'électroaimant, puis il en sort par un tuyau de 6 mm de diamètre intérieur où il coule à une vitesse de 1 m/s. Le dispositif sera décrit plus en détail au chapitre IV.

3.2. Le retournement par passage adiabatique rapide. — Nous utilisons une bobine de retournement B_1 comportant 855 tours bobinés sur 255 mm de long et 14 mm de diamètre. A l'intérieur de ce solénoïde passe le tuyau véhiculant le benzène. Un générateur B. F. de laboratoire ordinaire suivi d'un amplificateur à large bande alimente cette bobine avec un courant alternatif d'une fréquence de 50 kHz et d'une amplitude de 10 mA, courant qui crée au centre du solénoïde un champ tournant h_1 d'environ 200 mG. L'impédance de la bobine n'est que de 180 ohms à 50 kHz, la puissance d'excitation requise est donc minime et la bobine n'a pas besoin d'être incorporée dans un circuit accordé. Nous pouvons ainsi changer la fréquence de retournement en modifiant simplement la fréquence du générateur B. F.

Cette bobine est placée dans le plan de symétrie médian de l'électroaimant; le champ de fuite est donc perpendiculaire à la bobine. Le gradient $\frac{dH}{dr}$ dans la région où se produit la résonance est de 1.75 G/cm.

Finalement, compte tenu de la vitesse v , du gradient $\frac{dH}{dr}$ et du champ tournant h_1 , nous avons pu obtenir pour le paramètre a ,

$$a = \gamma h_1^2 / (dH/dt),$$

jusqu'à la valeur 6. Le facteur de retournement théorique F est pratiquement égal à -1 .

Nous utilisons une bobine longue pour assurer le succès du retournement quel que soit le champ de l'électroaimant dans de larges limites. Ainsi lorsque le champ est réduit à 750 G, la zone active se déplace de 18 cm sans que cesse de se produire le retournement.

L'efficacité du retournement a été mise en évidence en vérifiant la possibilité d'obtenir des auto-oscillations du type Maser dans une bobine placée plus loin sur le courant d'eau et dont la surtension a été augmentée par réaction. Elle sera étudiée en détail au chapitre VII, paragraphe 1.

CHAPITRE III

Description de l'auto-oscillateur du type « Maser » en champ fort (11).

1. Le circuit à haute surtension. — La condition d'accrochage d'un Maser, comme nous l'avons vu au chapitre premier, s'écrit :

$$-2\pi\eta\gamma M_0 Q T_2 > 1 \quad (1)$$

lorsque les fréquences de R. M. N. et du circuit électrique sont égales, c'est-à-dire à l'accord. Nous allons rechercher les valeurs les plus favorables des différents facteurs du premier membre de cette inégalité.

Valeur de M_0 . — Au chapitre précédent il a été établi que notre procédé permettait d'atteindre pour M_0 , polarisation magnétique macroscopique par unité de volume, une valeur correspondant à $0,7$ fois la polarisation d'équilibre dans le champ H_0 soit $M_0 = 1,6 \cdot 10^{-6}$ erg gauss $^{-1}$ cm $^{-3}$. Une eau plus pure permettrait d'atteindre, si besoin était, $0,9$ fois la polarisation d'équilibre.

Valeur de T_2 . — Le temps de relaxation transversal T_2 est dû essentiellement à l'inhomogénéité du champ directeur H_0 ; en vue de la combattre nous employons un échantillon de petites dimensions placé dans une région de l'entrefer de l'électroaimant choisie pour sa bonne homogénéité de champ magnétique. Cette valeur de T_2 a été mesurée préliminairement par une expérience de R. M. N. classique, d'après la constante de temps de décroissance des oscillations dites « wiggles ». Nous avons trouvé $T_2 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ s. valeur relativement courte.

Valeur de η . — Le coefficient de remplissage η est rendu maximum en prenant une self de petites dimensions bobinée directement sur le tube de verre qui sert à l'écoulement d'eau.

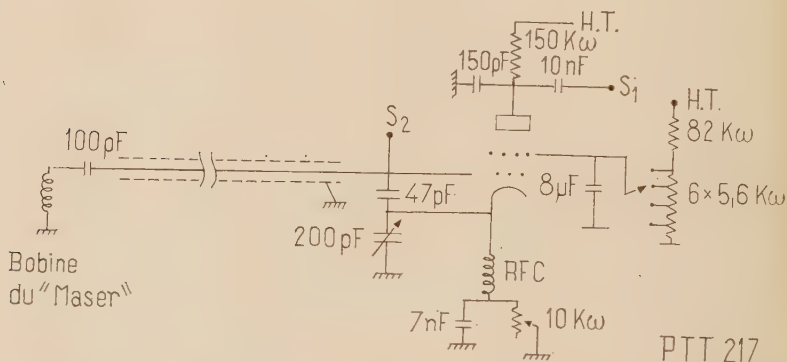


Fig. 7. — Schéma du multiplicateur de Q à 30 MHz. La sortie S_1 attaque une lampe amplificatrice B. F. utilisée lorsque le montage est employé en autodyne, la sortie S_2 attaque une lampe montée en cathode follower permettant de mesurer la tension H. F. et d'alimenter le récepteur hétérodyne.

Valeur de Q . — Cette bobine de 4,5 mm de diamètre et 10 mm de long, comporte 25 tours de fil 3,10 mm de diamètre; sa self est de $1,5 \mu H$. Mais son coefficient de surtension est faible, de l'ordre de 30, et il faut l'augmenter considérablement par réaction positive.

Cette réaction est produite par un montage de Clapp (29) (fig. 7) la self étant incorporée à un circuit résonnant série, dispositif qui facilite la liaison à distance par câble coaxial. Le taux de réaction est réglé

d'abord par un condensateur variable de couplage, commandé par un démultiplicateur. Malgré cette précaution, ce réglage n'est pas assez progressif : nous l'avons complété par un réglage fin obtenu par de faibles variations de la haute tension. Ainsi nous nous sommes en général, placé à 1 V en dessous de la limite d'accrochage, accrochage progressif et réversible.

La surtension Q très élevée du circuit composite ainsi obtenue n'est pas mesurable au Q mètre ordinaire. Elle a été déduite de la largeur de la bande passante à un affaiblissement à 0,707 par la formule classique $\Delta\omega = \omega/Q$.

Nous avons ainsi pu atteindre des surtensions de l'ordre de 10 000 avec une stabilité satisfaisante et les mesurer avec précision (photo 2, planche I). D'autre part la stabilité en fréquence de ce circuit composite est de l'ordre de 10^{-5} en valeur relative nettement meilleure que la stabilité du champ magnétique directeur. Celle-ci se manifeste par une dérive lente de l'ordre de 100 mG s, dérive due à la décharge de la batterie d'accumulateurs qui alimente l'électroaimant. Cet inconvénient a pu être éliminé comme on le verra par la suite.

Résultats. — Compte tenu des valeurs ainsi atteintes pour les différents facteurs du premier membre de l'inégalité (1), nous arrivons à la valeur numérique :

$$2\pi\gamma\eta M_0 Q T_2 = 3.$$

La valeur atteinte est donc suffisante pour que l'on puisse espérer un fonctionnement en auto-oscillateur du type Maser, ce que nous avons constaté expérimentalement.

2. Fonctionnement en auto-oscillateur du type « Maser ».

Nous couplons faiblement le circuit à haute surtension à un récepteur hétérodyne dont l'oscillateur local est réglé à une fréquence f_L voisine de la fréquence d'accord f_c de ce circuit. La sortie du récepteur attaque l'entrée de la déviation verticale d'un oscillographe.

Alimentons la bobine du circuit à haute surtension avec le courant d'eau, dans lequel nous avons retourné le moment magnétique macroscopique des protons, selon la technique décrite au chapitre II, paragraphe 2. Régions le champ H_0 à une valeur telle que la fréquence de résonance f_0 des protons soit supérieure à celle f_c du circuit oscillant, et laissons décroître lentement le champ H_0 grâce à la dérive de la batterie d'alimentation.

Lorsque la fréquence f_0 devient suffisamment voisine de f_c , le circuit se met à osciller en « Maser ». Ces oscillations de fréquence $\gamma H_0 / 2\pi$, à l'entraînement de fréquence près, passent dans le récepteur hétérodyne dont l'oscillateur local est réglé à la fréquence f_L et nous observons finalement les battements de fréquence $\frac{\gamma H_0}{2\pi} - f_L$. Le

champ H_0 continuant à décroître, la fréquence des battements diminue puis s'annule lorsque $\frac{\gamma H_0}{2\pi} = f_L$; nous sommes au battement zéro qui se traduit par une crevasse sur l'enregistrement car la partie basse fréquence du récepteur ne laisse pas passer les fréquences inférieures à 80 Hz environ. Puis la fréquence des battements croît à nouveau, valant alors $f_L - \frac{\gamma H_0}{2\pi}$ et enfin le Maser décroche (photo 1, planche I).

La plage d'accrochage ainsi définie est de l'ordre de 3 kHz.

Lors de ces premiers essais l'amplitude des oscillations ne restait pas constante, phénomène déjà signalé par Feher (27) et Castle (23). Nous avons même parfois observé des fonctionnements en régime pulsé, sans réussir à obtenir des conditions reproductibles de cet effet. Depuis ces expériences ont été reprises avec C. Fric et considérablement améliorées au point de vue de la stabilité, en particulier le champ magnétique est maintenu constant grâce à une stabilisation par contre-réaction décrite par C. Fric (28). Nous avons ainsi réussi à obtenir, contrairement aux auteurs cités précédemment, une amplitude constante visible sur la photo 3, planche I. Il apparaît donc que les variations d'amplitude des oscillations signalées précédemment, soient liées au régime transitoire des expériences dans lesquelles elles ont été observées et non à une propriété fondamentale des Masers.

3. Application possible à la mesure et à la stabilisation des champs magnétiques. — Ce montage a toutes les applications habituelles des « Masers », sauf l'emploi en étalon de fréquence car la fréquence dépend du champ magnétique H_0 ; utilisée en amplificateur, la bande passante serait très faible d'environ 200 Hz à mi-hauteur, la surtension correspondante étant d'environ 150 000.

3.1. Mesure des champs magnétiques. — Par ce dispositif, la mesure par R. M. N. des champs magnétiques ou des rapports gyromagnétiques γ est considérablement simplifiée : il suffit de mesurer la fréquence d'oscillation du Maser. On est dispensé des servitudes habituelles de balayage et de pointage du sommet d'une courbe. La précision est toutefois limitée par l'entraînement de fréquence dont nous parlerons plus en détail à propos du Maser en champ faible. L'erreur correspondante peut atteindre dans les conditions où nous sommes ici 10^{-6} en valeur relative.

3.2. Stabilisation des champs magnétiques. — Au lieu de mesurer la fréquence du Maser on peut employer un dispositif discriminateur de fréquence qui fournit un signal d'erreur lorsque la fréquence du Maser vient à se modifier, ce signal d'erreur servant ainsi à stabiliser le champ magnétique. Ce système est actuellement étudié au laboratoire, par

11. Hahn (39) ; comparé à la stabilisation « protonique » de Packard (47) il est plus simple : suppression de la modulation du champ et de la détection de la modulation du signal d'où une réponse plus rapide du système ici proposé.

3.3. Possibilité d'emploi en spectrographie à haute résolution. — On peut aussi songer à utiliser directement cette source HH' pour alimenter la partie émetteur d'un spectrographe à haute résolution se rendant ainsi indépendant du champ magnétique directeur. Ceci nécessiterait toutefois un circuit à haute surtension ne présentant que de minimales dérives en fréquence. La mise en œuvre de cette idée serait alors très fructueuse pour permettre la spectroscopie à haute résolution à partir d'une stabilisation classique de qualité modeste à 10^{-5} près.

3.4. Améliorations possibles. — La précision dans ces différentes applications serait notablement améliorée en employant un champ directeur H_0 très homogène. En effet le T_2 serait plus long et la surtension Q du bobinage pourrait être plus faible d'où une diminution considérable de l'entraînement de fréquence.

CHAPITRE IV

Description de l'auto-oscillateur du type Maser en champ faible (10).

1. Comparaison des conditions de fonctionnement en champs faible et fort. — Le succès du dispositif précédent nous a incité à nous inspirer du même principe dans le domaine des champs faibles où les expériences sont en général plus difficiles, la polarisation magnétique diminuant proportionnellement au champ H_0 . Au contraire notre dispositif nous permet de bénéficier de la polarisation magnétique nucléaire considérable du courant d'eau ou de benzène obtenue dans l'électroaimant jusqu'à une distance de 2,5 m de l'électroaimant : son champ de fuite est alors faible devant le champ terrestre. Ceci est possible, grâce au temps de relaxation suffisamment long des liquides employés et au changement adiabatique de direction du champ magnétique directeur le long du tuyau où coule le liquide.

Dans ces conditions, la condition d'accrochage :

$$-2\pi\gamma\eta M_0 Q T_2 > 1 \quad (1)$$

est indépendante de la fréquence, donc du champ dans lequel opère le

Maser puisque M_0 est fixé par la polarisation initiale dans l'électroaimant auxiliaire.

Comparons cette expérience à celle du chapitre précédent en champ fort. Ici nous avons été obligés d'accroître considérablement le volume de la bobine B_0 , dont le volume vaut maintenant un peu plus de 20 cm^3 pour lui conserver une surtension naturelle convenable de l'ordre de 30. Le champ magnétique H_0 est alors fourni par des bobines de Helmholtz dont l'inhomogénéité est faible : 0,9 mG sur le volume de l'échantillon, nettement meilleure que celle observée en champ fort, 24 mG. Nous avons fait presque toutes les expériences à la fréquence $f_0 = 14,1$ kHz le champ correspondant H_0 vaut alors 3,31 G.

Le même système, par simple modification des capacités d'accord, a aussi fonctionné entre 1 kHz et 36 kHz, les champs magnétiques valant alors 0,25 G et 9 G.

2. Le choix du liquide. — Dans le choix du liquide, on est guidé par la nécessité d'obtenir la polarisation macroscopique maximum par unité de volume à l'entrée de la bobine du Maser. Cette polarisation est donnée par l'expression :

$$M_0 = \chi H_p \exp(-t/T_1) \quad (2)$$

expression où χ est la susceptibilité magnétique nucléaire, H_p le champ magnétique dans l'électroaimant de polarisation (7500 G), t le temps d'écoulement du liquide de cet électroaimant à la bobine B_0 ($t = 4,5$ s) et T_1 le temps de relaxation. Nous admettons que la polarisation nucléaire atteint sa valeur d'équilibre dans l'entrefer, ce qui est justifié, car le temps de séjour y est de 20 secondes, et les T_1 obtenus ne dépassent pas 6 secondes.

D'après la formule (2) nous avons donc avantage à utiliser des liquides à χ élevés et à T_1 long.

Pratiquement nous avons utilisé de l'eau et du benzène. Les polarisations respectives sont alors de $4 \cdot 10^{-7}$ et $6,7 \cdot 10^{-7} \text{ erg gauss}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Les températures de spins correspondantes sont alors de $-0,8 \text{ K}$ et de $-0,3 \text{ K}$ respectivement pour l'eau et le benzène dans un champ de 3,3 G. Les résultats sont un peu moins bons pour l'eau que pour le benzène, mais son emploi est nettement plus facile.

On pourrait améliorer un peu les conditions en employant l'éther éthylique ou le cyclohexane. Le méthane à 100° K , HD liquide à 15° K ou ^3He à 1° K permettraient d'atteindre des polarisations considérablement supérieures, mais au prix de difficultés techniques elles aussi considérables.

Le xénon gazeux permettrait d'atteindre un temps de relaxation très long mais la susceptibilité est très faible et la fréquence de résonance 4 fois inférieure à celle des protons pour la même valeur du champ magnétique.

3. La circulation du liquide. — Le liquide, eau ou benzène, est refoulé par une pompe, sous une pression de 4 m d'eau, dans un réservoir de 500 cm³ placé dans l'entrefer d'un électroaimant où règne un champ magnétique de 7 500 G. Le débit voisin de 30 cm³/s, est mesuré par un débitmètre à bille. Le liquide sort de ce réservoir par un tube de 6 mm de diamètre, compte tenu du débit nous en déduisons la valeur moyenne de la vitesse dans le tube : $v = 95$ cm/s ; le régime d'écoulement est donc turbulent, la vitesse critique étant de 40 cm/sec. Ce tube passe au centre de la bobine de retournement B_1 , décrite au chapitre II,

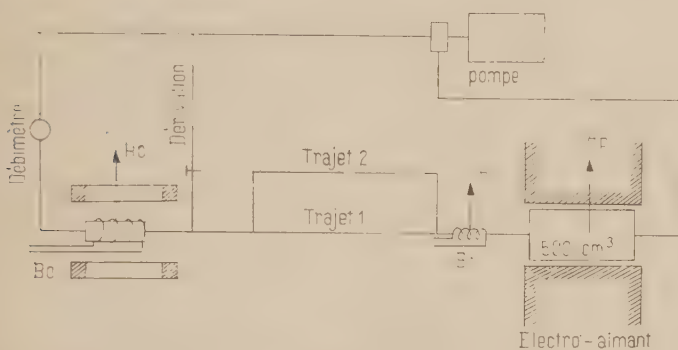


Fig. 8. — Schéma de l'appareillage utilisé dans les champs faibles. Le champ H_p est de 7 500 G. La valeur du champ H_0 est comprise entre 0,25 et 8 G. Le champ H_1 est d'environ 10 G. B_1 est la bobine de retournement, B_0 est la bobine du circuit à haute surtension de la figure 9.

paragraphe 3. Le liquide passe ensuite dans une ampoule dont le volume V_0 , mesuré avec une burette graduée est $V_0 = 23,5$ cm³ ; autour de cette ampoule est bobinée la self B_0 du maser. Cette bobine est située à 2,5 m de l'électroaimant. Le temps mis par le liquide pour passer du réservoir situé dans l'entrefer à la bobine B_0 est de 4,5 s par le circuit normal n° 1. Une autre canalisation n° 2 plus longue permet de porter ce temps à 8 secondes. Nous disposons aussi d'une dérivation qui permet de modifier le débit dans la bobine B_0 . Cette dérivation est placée juste avant la bobine B_0 de manière à modifier le moins possible le temps de parcours du liquide (fig. 8).

La pompe centrifuge doit être bien étudiée ; malgré les précautions prises, nous n'avons pas réussi à éliminer complètement de légères fuites, en particulier à la pompe.

C'est à ces défauts que nous attribuons la lente diminution du T_1 observée sur des durées de l'ordre de la semaine. Cet effet est d'ailleurs plus sensible pour le benzène car le T_1 effectivement obtenu est plus long que celui de l'eau.

4. Remplissage du système de pompe et des tuyaux. — Nous nous sommes approvisionnés en benzène chimiquement pur ou en eau distillée, mais comme l'oxygène paramagnétique raccourcit considérablement le temps de relaxation T_1 , nous avons préalablement soumis ces liquides à une ébullition prolongée en présence d'azote, tandis que tout le système de circulation du liquide était aussi balayé par un courant de ce gaz. L'azote employé est chimiquement pur; la teneur en oxygène est inférieure à $2 \cdot 10^{-5}$. Le remplissage est ensuite fait en refoulant l'eau ou le benzène par l'azote sous pression.

Pour l'eau nous avons pu obtenir un T_1 de 2,5 s, alors que le T_1 du liquide pur est de 3,5 s. Pour le benzène le T_1 maximum atteint a été de 5,7 s au lieu des 19 secondes du liquide pur. Une explication possible est une dépolarisation parasite, créée par des champs magnétiques alternatifs pendant l'écoulement du liquide, ce que nous étudierons dans le paragraphe suivant.

5. Dépolarisation par des champs magnétiques alternatifs parasites. — Le liquide pendant son transport à la vitesse v , de l'électroaimant à la bobine B_0 , est soumis à un champ magnétique directeur variable H , résultant de la composition des champs de fuite de l'électroaimant et des bobines d'Helmholtz et du champ magnétique terrestre. Il est aussi soumis à des champs magnétiques alternatifs parasites dont le spectre de fréquence contient essentiellement les harmoniques de la fréquence $f_R = 50$ Hz du réseau. L'origine de ces champs magnétiques alternatifs est attribuée essentiellement aux transformateurs à 50 Hz qui travaillant à la limite de saturation présentent une quantité considérable d'harmoniques.

Appelons H_R le champ magnétique directeur tel que la fréquence de résonance dans ce champ soit 50 Hz ($H_R = 2\pi f_R / \gamma \simeq 1,2$ mG), lorsque le champ H passera par une valeur KH_R (K étant un nombre entier) la condition de résonance sera établie pour le $K^{\text{ième}}$ harmonique du secteur.

Au cours de ce passage par la résonance le moment magnétique sera décalé de H d'un angle θ_K supposé faible, dont la valeur approximative vaut alors (référence 33) :

$$\theta_K = \frac{2\gamma h^2}{(dH/dt)} \quad (3)$$

où h est l'amplitude du champ magnétique polarisé perpendiculairement dans un plan perpendiculaire à H et tournant à la fréquence Kf_R . S'il se produit n passages par seconde ($n = \frac{1}{H_R} \frac{dH}{dt}$), il en résultera une

décroissance qui peut être caractérisée par un temps de relaxation T_1^* (1) :

$$T_1^* = \frac{\pi f_R (dH/dt)}{\gamma h^2} \quad (4)$$

La valeur dH/dt est d'environ 1 G s^{-1} . Si l'on adopte pour h la valeur $h = 1 \text{ mG}$, on trouve :

$$T_1^* = 10 \text{ secondes.}$$

Par cet effet, le T_1 du benzène se trouverait ramené de 20 secondes à 7 secondes et celui de l'eau de 3,5 à 2,5 s. Ce sont les valeurs maxima que nous avons effectivement réussi à atteindre pour l'eau et le benzène.

De plus, nous avons effectivement constaté qu'un appareil de laboratoire, générateur basse fréquence par exemple, placé à 30 cm du tuyau où coule le liquide détruit complètement le signal.

6. Le champ magnétique H_0 et les facteurs de son inhomogénéité. — Compte tenu de la place dont nous disposons et de la pression de refoulement de la pompe nous avons pu placer la bobine B_0 à 2,5 m de l'électroaimant, en nous éloignant dans la mesure du possible des matériaux magnétiques les plus proches, poutre en béton armé, tuyaux de chauffage central... dont les éléments les plus proches sont à environ 2 m de notre bobine.

L'électroaimant a été placé de telle manière que son champ de fuite à l'emplacement de la bobine B_0 soit horizontal et dans le plan du méridien magnétique. Grâce à cette disposition, nous avons pu mesurer le champ de fuite au moyen d'une boussole d'inclinaison.

On a constaté que le champ de fuite croît considérablement dès que le champ dans l'entrefer dépasse 7 500 G. Cet effet est probablement dû à une saturation des armatures de l'électroaimant, c'est la raison pour laquelle nous n'avons pas employé de champ H_0 supérieurs à 7 500 G dans nos expériences.

Si l'on admet que le champ de fuite est inversement proportionnel au cube de la distance, un champ de fuite de 14 mG présentera une inhomogénéité de 0,5 mG sur le volume de la bobine du Maser.

Nous avons placé la bobine B_0 du Maser au centre d'un système de bobines d'Helmholtz qui crée un champ magnétique vertical d'environ 3 G, qui s'ajoute au champ magnétique terrestre. Comme le champ de fuite est horizontal nous divisons ainsi l'effet de ce champ et de son inhomogénéité par un facteur 20 environ, la rendant pratiquement négligeable.

(1) Ce T_1^* tend à annuler complètement la polarisation magnétique nucléaire et non à lui donner la valeur qui correspond à l'équilibre thermique. Mais compte tenu de la polarisation considérable atteinte dans ces expériences, la différence est négligeable.

ble. Ceci évite en particulier toute variation de l'inhomogénéité de H_0 lorsqu'on modifie le champ de polarisation H_p de l'électroaimant.

Les bobines d'Helmholtz utilisées ont 16 cm de rayon et nous pouvons espérer une inhomogénéité inférieure à 0,5 mG (34) sur le volume de la bobine B_0 . Nous verrons que l'inhomogénéité effectivement atteinte est de 0,9 mG. Les bobines utilisées sont construites en bois collé et les cotes prévues n'ont pas été assez bien respectées à l'usinage; c'est probablement l'origine de cette inhomogénéité supérieure à la valeur prévue.

Un deuxième jeu d'enroulements, plus petit et coaxial aux bobines d'Helmholtz crée un petit champ de balayage lent, dont la période est comprise entre quelques secondes et 1 minute. Le courant est mesuré par un microampèremètre; le champ de balayage correspondant est calculé d'après les dimensions géométriques des bobines et vaut par exemple 10 mG.

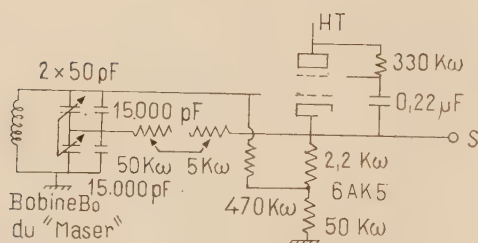


Fig. 9. — Schéma du multiplicateur de Q à 14 kHz. La sortie S attaque un étage séparateur amplificateur BF non sélectif.

7. Le circuit à haute surtension. — La bobine B_0 du Maser comporte 930 tours de fil de 0,3 mm de diamètre bobinés sur 38 mm de long et dont les diamètres intérieurs et extérieurs sont respectivement de 29,5 et 35 mm. L'emploi d'un fil d'aussi faible dimension a l'avantage d'accroître le coefficient de remplissage, mais c'est un peu au détriment de la surtension naturelle du circuit qui vaut environ 30. Accordée avec deux condensateurs de 15 000 pF placés en série, cette self résonne à une fréquence $f_c = 14,1$ kHz et sa surtension est de l'ordre de 35. Cette surtension est insuffisante pour assurer le fonctionnement en Maser; aussi l'avons-nous augmentée artificiellement par réaction au moyen d'une lampe suivant le schéma proposé par Harris (40) qui a l'avantage d'être très stable et indépendant des variations de tension d'alimentation (fig. 9). Le taux de réaction est réglé par la résistance R fournie par deux rhéostats placés en série et dont l'un sert au réglage fin. Une deuxième lampe sert à découpler ce premier étage et à amplifier la tension avant d'attaquer un oscillographe ou un voltmètre.

Nous avons pu obtenir ainsi des surtensions considérables jusqu'à 35 000 environ, toutefois dans ces conditions la stabilité devient assez mauvaise: la qualité peut varier entre 30 000 et 40 000 ou même un peu

plus sur des intervalles de temps de l'ordre de 10 minutes. Ces fluctuations peuvent être expliquées par des variations de l'ordre de 1 ohm dans la résistance R qui est de 16 900 ohms, variations admissibles pour des potentiomètres à contact glissant.

Nous avons mesuré ces surtensions soit par la largeur de la bande passante, en couplant faiblement ce circuit à un générateur basse fréquence pour des surtensions inférieures ou égales à 5 000 (photo 5a, planche II), soit par la mesure de la constante de temps de décroissance des oscillations libres pour les surtensions égales ou supérieures à 5 000.

Un condensateur double placé en parallèle sur les deux condensateurs de 15 000 pF permet de faire varier de 22 Hz la fréquence de résonance f_c du circuit sans modifier la surtension.

L'appareillage se montre relativement peu sensible aux effets microphoniques mais plus aux champs magnétiques rayonnés. En effet, nous n'avons pas introduit la complication des épais blindages nécessaires à ces fréquences et il nous a fallu éloigner au maximum tous les appareils contenant des transformateurs à 50 Hz pour éviter des rayonnements, par exemple un stabilisateur de tension à fer saturé a dû être éloigné de plusieurs mètres.

8. Résultats. — L'ensemble de ce dispositif nous a permis d'obtenir des auto-oscillations du type Maser dont la figure 3 représente un exemple typique.

Nous discuterons en détail la vérification des prévisions théoriques dans le prochain chapitre et les comparerons aux résultats expérimentaux dans le chapitre VI.

CHAPITRE V

Théorie du fonctionnement de l'auto-oscillateur du type « Maser » en champ faible.

1. Calcul de la tension d'oscillation. — 1.1. Méthode. — Le calcul ⁽¹⁾ est fait en supposant égales la fréquence d'accord $f_c = 1/2\pi\sqrt{LC}$ du circuit et celle de la R. M. N., $f_0 = (1/2\pi)\gamma H_0$. Le niveau d'oscillation en régime permanent du Maser est calculé en égalant simplement

⁽¹⁾ On emploie les unités CGS pour calculer la puissance fournie par les spins nucléaires qui se trouve ainsi exprimée en ergs/s. Lors des applications numériques pour comparer cette puissance à celle dissipée dans le circuit oscillant, nous la convertirons en watts.

en remplaçant W par sa valeur tirée de l'équation (1), l'expression (2) donnant P_s devient :

$$P_s = M_0 V_0 H_0 (\gamma h_0)^2 T_2. \quad (3)$$

La puissance P_e dissipée dans le circuit électrique est :

$$P_e = \frac{L\omega}{Q} i_{\text{eff}}^2 = \frac{E^2}{QL\omega} = \frac{\omega}{Q} \frac{\int (2h_0)^2 d\nu}{8\pi}. \quad (4)$$

Nous retrouvons la condition d'accrochage telle qu'elle est donnée habituellement, formule 4 du chapitre premier, en portant dans la troisième expression de P_e , où nous supposons h_0 constant dans la self et V_1 le volume de la self :

$$-P_s > P_e$$

s'écrit :

$$-M_0 V_0 H_0 (\gamma h_0)^2 T_2 > \frac{\omega}{Q} \frac{(2h_0)^2 V_1}{8\pi}$$

soit :

$$-M_0 \gamma T_2 2\pi Q > 1 \quad (5)$$

en posant $\eta = V_0/V_1$, coefficient de remplissage.

Nous utiliserons plus loin la valeur de la surtension minimum Q assurant la limite d'accrochage donnée par :

$$-M_0 n \gamma T_2 2\pi Q_l = 1. \quad (6)$$

1.3. Calcul de l'amplitude d'oscillation. — Si l'on se place dans le domaine d'oscillation loin de la limite d'accrochage il faut abandonner l'hypothèse d'une valeur n_0 restant constante dans toute la traversée de la bobine (42). Nous adopterons comme modèle simplifié du mouvement des protons à l'intérieur de la bobine une arrivée instantanée puis un écoulement à une vitesse uniforme V . Calculons la valeur de n en chaque point de la bobine, en suivant un élément de volume d'épaisseur dx situé en $x=0$ à l'instant $t=0$. La différence n des populations par unité de volume est régie par l'équation différentielle (8) :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_1 - n}{T_1} - 2nW \quad (7)$$

où n_1 est la différence de population à l'équilibre thermique dans le champ H_0 . Les conditions initiales sont $n = n_0$ pour $t = 0$. En intégrant cette équation on obtient la valeur de n au temps $t = x/V$:

$$n(x) = n_s + (n_0 - n_s) \exp \left[- \left(\frac{1}{T_1} + 2W \right) \frac{x}{v} \right] \quad (8)$$

où n_s est la population à l'équilibre dans le champ H_0 en présence du

champ tournant h_0 ; n_s est pratiquement négligeable, plusieurs milliers de fois inférieur à n_0 .

La puissance P_s cédée par le champ tournant h_0 au système de spins est maintenant donnée par :

$$P_s = 2\mu H_0 W \int_{V_0} n(x) dx \quad (9)$$

où V_0 est le volume du liquide contenu dans la bobine.

L'amplitude des oscillations est alors donnée par l'équation — $P_s = P$, qui s'écrit :

$$-M_0 H_0 D = \frac{E^2}{QL\omega [1 - \exp - \tau_0 (\gamma h_0)^2 T_2]} \quad (10)$$

lorsqu'on néglige τ_0/T_1 . En effet τ_0 vaut 0,8 s et T_1 est au moins de 4 secondes pour le benzène utilisé. L'erreur correspondant à cette simplification est au maximum de 5 p. 100 sur la tension E .

$M_0 H_0 D$ est une puissance : celle transportée par les spins d'énergie $M_0 H_0$ par centimètre cube dans le courant d'eau de débit D , $QL\omega$ la résistance parallèle du circuit électrique, $1 - \exp [-\tau_0 (\gamma h_0)^2 T_2]$ la fraction de puissance cédée au champ tournant h_0 par les spins nucléaires du courant liquide.

Nous pouvons retrouver la surtension limite d'accrochage Q_l en développant l'exponentielle au premier ordre :

$$-M_0 H_0 D \tau_0 (\gamma h_0)^2 T_2 = E^2 / Q_l L \omega. \quad (11)$$

Il reste à exprimer le champ tournant h_0 à l'intérieur de la bobine du Maser en fonction de la tension aux bornes de la bobine B_0 .

D'après les caractéristiques de la bobine, sa valeur est $h_0 = 9,3 \cdot 10^{-2} E$ où le champ tournant h_0 est en gauss et E la tension efficace aux bornes de B_0 en volts.

Compte tenu de cette valeur et en remplaçant τ_0 le temps de séjour par V_0/D , l'équation (10) s'écrit finalement :

$$-M_0 H_0 D = \frac{E^2}{QL\omega \left[1 - \exp \left(-k T_2 \frac{V_0}{D} E^2 \right) \right]} \quad (10 \text{ bis})$$

où k a la valeur $k = 6,2 \cdot 10^6$. La condition limite d'accrochage (11) donnant Q_l s'écrit alors :

$$-M_0 H_0 V_0 T_2 Q_l L \omega k = 1. \quad (11 \text{ bis})$$

Au contraire, lorsque le niveau d'oscillation est suffisant, c'est-à-dire lorsque la surtension est de 2 à 3 fois supérieure à la surtension Q_l correspondant à la limite d'accrochage, l'exponentielle est négligeable. La puissance transportée par les spins est alors intégralement cédée au

circuit électrique et la tension d'oscillation est proportionnelle à la racine carrée de M_0 , D et Q , quantité que nous avons effectivement fait varier lors des expériences.

Nous avons dans les calculs précédents supposé la vitesse V , le temps de relaxation T_2 d'une tranche d'épaisseur dx , les champs H_0 et H_1 indépendants de x . Il serait éventuellement possible de faire le calcul en tenant compte d'une situation plus compliquée, mais la difficulté est alors de mesurer les différents paramètres qui précisent les conditions effectives. En particulier, le temps de relaxation transversal T_2 mesuré est un temps moyen qui tient compte de la répartition d'ensemble de l'inhomogénéité du champ magnétique sur toute la bobine.

L'application numérique de ces formules sera utilisée au chapitre suivant pour comparer les résultats prévus ici à ceux expérimentalement observés.

2. Calcul de la fréquence d'oscillation et de la plage d'accrochage. — Lorsque les pulsations ω_0 et ω_c sont différentes, l'amplitude des oscillations est inférieure à la valeur calculée précédemment et la pulsation ω des oscillations du Maser s'établit entre les valeurs ω_0 et ω_c . La décroissance de l'amplitude s'accroît lorsque l'écart $\Delta\omega$ entre ω_0 et ω_c croît et finalement lorsque $\Delta\omega$ dépasse une certaine valeur $\Delta\omega_M$, les oscillations cessent, autrement dit le Maser « décroche ». Traduite en champ magnétique, l'étendue $2\Delta\omega_M$ de la zone où le système oscille fournit la largeur en champ de la plage d'accrochage qui vaut :

$$\Delta H = 2\gamma\Delta\omega_M.$$

Le calcul de ω et de ΔH dans le cas de R. M. N. a été fait par I. Solomon (55) à propos du Maser à « polarisation dynamique » de la référence (54). Ce calcul ne faisant pas intervenir le temps de relaxation T_1 est, en première approximation, directement utilisable pour le type de Maser différent qui est étudié ici et nous rappellerons les résultats de I. Solomon, obtenus à partir des équations de Bloch :

$$\omega = \frac{(\omega T_2/2)\omega_0 + Q\omega_c}{\omega T_2/2 + Q} \quad (12)$$

$$\Delta H = H_0 \frac{Q + \omega T_2/2}{Q\omega T_2/2} \sqrt{\frac{Q}{Q_L} - 1}. \quad (13)$$

La comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques contenues dans les formules (10) (12) (13) s'est montrée satisfaisante comme il résultera de la discussion détaillée du chapitre suivant.

CHAPITRE VI

Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux sur le fonctionnement de l'auto-oscillateur du type « Maser » en champ faible.

1. Étude de la tension d'oscillation et de la plage d'accrochage (12). — Nous avons étudié expérimentalement la tension d'oscillation E et la largeur ΔH de la plage d'accrochage du Maser en fonction de la surtension Q de la bobine réceptrice, de la polarisation magnétique nucléaire M_0 et du débit D du benzène. Le benzène a été utilisé pour ces expériences car le temps de relaxation T_1 obtenu est plus long que celui de l'eau, la dépolarisation par relaxation est plus faible et le calcul de M_0 plus précis. Les résultats ont été obtenus en comparant systématiquement les oscillogrammes représentant la tension aux bornes de la bobine du Maser en fonction du champ magnétique H_0 . Les figures 3 et 4 représentent quelques-uns des oscillogrammes utilisés pour cette étude.

1.1. Influence de la surtension Q . — Les courbes continues de la figure 10 représentent E et ΔH en fonction de la surtension Q . Nous faisons varier le coefficient de surtension Q en modifiant le taux de réaction. Pour chaque réglage de la réaction la surtension est mesurée comme nous l'avons exposé au chapitre IV, paragraphe 7.

1.2. Influence de la polarisation magnétique M_0 . — Les courbes continues de la figure 11 représentent la variation de E et ΔH lorsqu'on fait varier le champ magnétique de polarisation H_p , donc la polarisation magnétique M_0 des protons qui lui est proportionnelle.

1.3. Influence du débit. — Les courbes continues de la figure 12 représentent E et ΔH en fonction du débit de benzène dans la bobine de Maser. Cette variation de débit est obtenue en réglant la dérivation placée juste avant la bobine de Maser. Malgré cette précaution, le temps de parcours est légèrement modifié ; nous l'avons étudié par une méthode originale mettant à profit la R. M. N., méthode décrite dans le paragraphe suivant.

1.4. Mesure du temps de parcours. — Le Maser est réglé dans les conditions optimum de retournement puis le générateur qui alimente

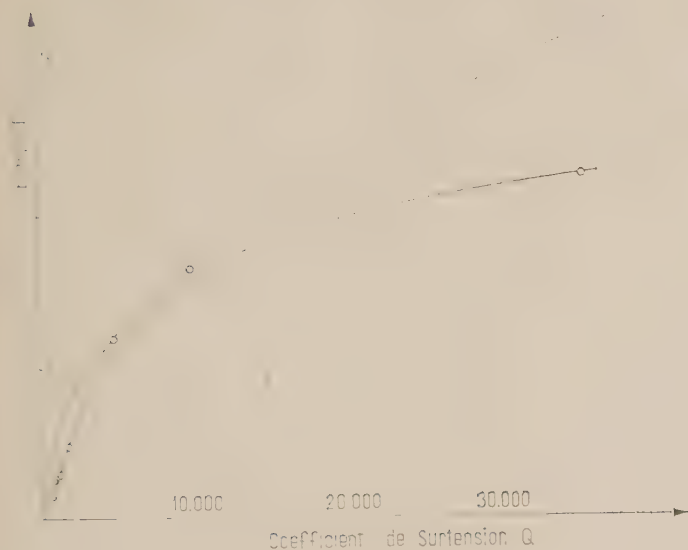


Fig. 10 a.

Fig. 10 a et b. — Tension d'oscillation E aux bornes de la bobine du Maser (a) et largeur ΔH de la plage d'accrochage (b) en fonction de la surtension Q . Le débit est de $30 \text{ cm}^3/\text{s}$, le champ magnétique H_p de $7\,500 \text{ G}$ et le T_1 du benzène de 4 secondes. Les courbes ponctuées représentent les prévisions théoriques du chapitre V.

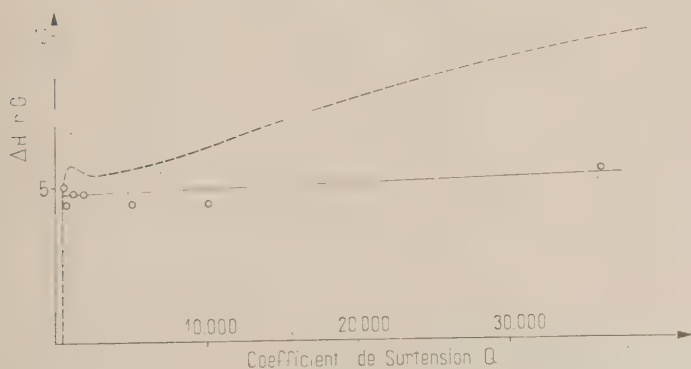


Fig. 10 b.

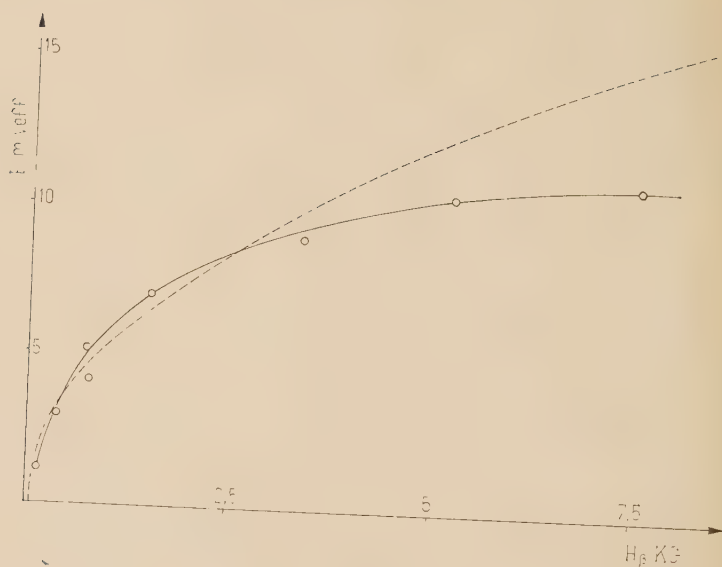


Fig. 11 a.

Fig. 11 a et b. — Tension d'oscillation E aux bornes de la bobine du Maser (a) et largeur ΔH de la plage d'accrochage (b) en fonction du champ magnétique H_p dans l'électroaimant. Le débit est de $30 \text{ cm}^3/\text{s}$, la surtension du circuit de 36 000 et le T_1 du benzène de 3,6 s. Les courbes ponctuées représentent les prévisions théoriques du chapitre V.

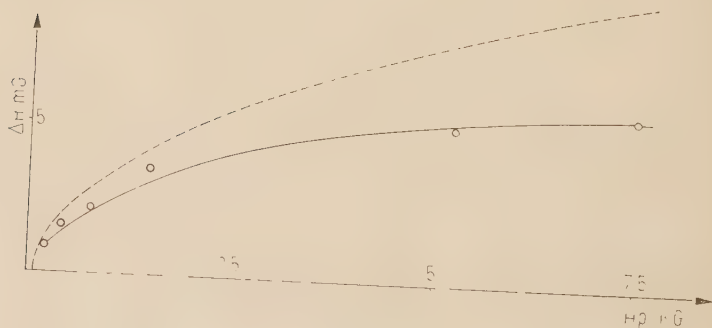


Fig. 11 b.

la bobine B_1 est arrêté. On rétablit ensuite brutalement le champ h de retournement dans la bobine B_1 et l'on mesure le temps au bout duquel les oscillations s'amorcent dans la bobine B_0 .

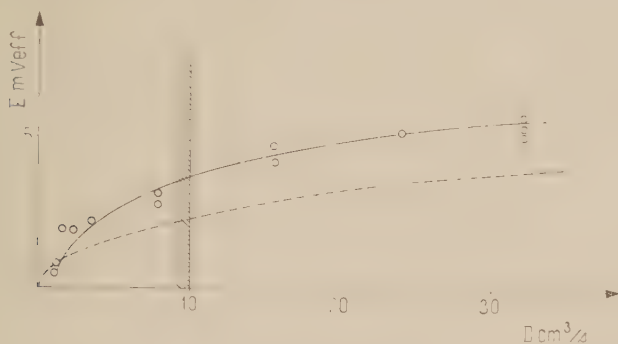


Fig. 12 a.

Fig. 12 a et b. — Tension d'oscillation E aux bornes de la bobine du Maser (a) et largeur ΔH de la plage d'accrochage (b) en fonction du débit D . La surtension du circuit est de 2 000, le champ magnétique H_p de 7 500 G et le T_1 du benzène de 4 secondes.

La courbe ponctuée représente les prévisions théoriques du chapitre V. Pour des débits inférieurs à 10 cm³/s le temps de parcours augmente nettement et les calculs théoriques ne sont plus valables.

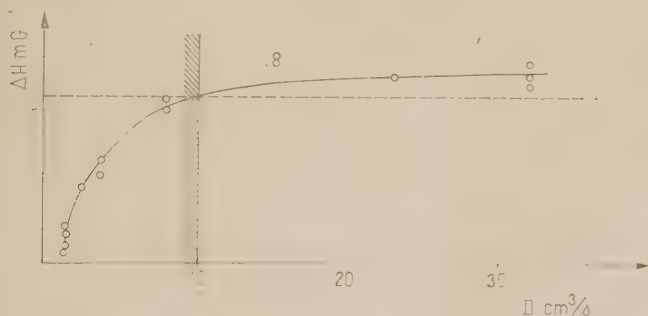


Fig. 12 b.

1.5. Résultats théoriques, leur précision. — Les résultats théoriques correspondants sont représentés par les courbes ponctuées des mêmes graphiques. Ces prévisions sont calculées à partir des formules (V.10) et (V.13). Ces formules nécessitent en particulier la connaissance du temps de relaxation T_2 dû essentiellement à l'inhomogénéité et de M_0

polarisation magnétique nucléaire. M_0 est calculé par la formule (IV.2) qui nécessite la connaissance de T_1 . Nous avons effectivement mesuré T_1 et T_2 , comme nous le verrons au chapitre VII, mais nous n'avons pas pu dépasser une précision de 20 p. 100 ; il en résulte que les prévisions théoriques sont assez imprécises.

1.6. Précision des résultats expérimentaux. — Les résultats expérimentaux dans les meilleures conditions sont reproductibles à 10 p. 100 près environ. L'appareillage est un peu microphonique et assez sensible aux parasites électriques, mais surtout le champ H_0 n'est pas assez bien défini. Les fluctuations parasites amenées par le laboratoire deviennent très gênantes lorsqu'on veut étudier la tension d'oscillation E ou la largeur ΔH de la plage d'accrochage, lorsque celle-ci est faible. Cet effet est probablement la cause de la modulation d'amplitude observée principalement pour des signaux faibles. Cette cause d'erreur enlève de la précision à la mesure de la tension d'oscillation et de la plage d'accrochage pour les signaux faibles.

1.7. Accord des résultats théoriques et expérimentaux. — Nous pouvons considérer que l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux est satisfaisant. Le désaccord le plus notable est celui de la figure 10 b ; nous n'avons pas observé la décroissance brutale de la plage d'accrochage prévue par la théorie. Cette décroissance se produit dans un domaine réduit de surtension Q ($340 < Q < 400$), et pour des surtensions relativement peu élevées comme celles envisagées ici, la tension d'oscillation prévue théoriquement est faible, de moins de 1 mV et la mesure de la largeur de la plage d'accrochage serait alors imprécise. C'est à ces deux effets que nous attribuons ce désaccord.

Des mesures plus précises ne pourraient guère être faites qu'en travaillant loin des perturbations dans un observatoire géophysique, néanmoins la confrontation entre l'expérience et la théorie, faite ici, ne laisse pas de doute sur la validité de cette dernière.

2. Étude de l'entraînement de fréquence. — **2.1. Mesure de l'entraînement de fréquence.** — Le procédé est le suivant : la fréquence de résonance f_c du circuit oscillant est modifiée de $\Delta f_c = 22$ Hz grâce à un condensateur variable double, placé en parallèle avec les deux condensateurs d'accord de 15 000 pF.

Les fréquences d'oscillations correspondantes f_1 et f_2 sont mesurées grâce au périodemètre BF et on déduit l'entraînement de fréquence correspondant $\Delta f = f_1 - f_2$.

Les résultats ainsi obtenus sont comparés dans le tableau II avec la valeur de Δf calculée à partir de la formule (V.12), où la valeur T_2 est $T_2 = 0,086$ s d'après la mesure qui sera exposée au chapitre VII, paragraphe 3.

TABLEAU II

Q	450	750	2 000	5 000	10 000	36 000
Δf mesuré	2	3	6	9	12	15
Δf calculé	2,3	3,6	7,6	12,5	16	20

2.2. Influence du débit. — Nous avons aussi étudié l'entraînement de fréquence en fonction du débit. Ces mesures sont nettement plus difficiles car la tension d'oscillation est plus faible et la variation Δf plus faible.

Nous l'avons mis en évidence pour une surtension $Q = 20\,000$, de la manière suivante : nous réglons f_i le plus faible possible de telle manière que la tension d'oscillation soit quand même suffisante pour être mesurée au périodemètre BF, le débit étant de $20\text{ cm}^3/\text{s}$ par exemple. Nous portons le débit à $30\text{ cm}^3/\text{s}$ et constatons alors une diminution de la fréquence de Maser, diminution de $1/2\text{ Hz}$ dans ce cas particulier.

Si au contraire f_i est augmenté de 17 Hz , ce qui nous place à peu près à l'autre extrémité de la plage d'accrochage, la fréquence augmente de $1/2\text{ Hz}$ lorsque le débit croît dans les mêmes proportions.

D'aussi faibles différences n'ont pu être mises en évidence que sur des séries de mesures consécutives. En particulier, nous n'avons pu faire de mesures pour d'autres valeurs de la surtension car l'effet devient alors trop faible.

Cette influence du débit est à rapprocher de celle prévue théoriquement par C. H. Townes (56) pour le Maser à ammoniac, mais qui n'a pas encore été observée expérimentalement. La théorie serait ici plus compliquée que dans le cas du Maser de Townes, car le temps de relaxation T_2 est dû à l'inhomogénéité du champ magnétique ; elle n'a pas été entreprise.

2.3. Accord des résultats théoriques et expérimentaux. — L'entraînement de fréquence est ici relativement considérable comparé à celui observé dans les Masers hyperfréquence : le maximum d'entraînement observé est d'environ $1/1\,000$ de la fréquence d'oscillation. C'est cette circonstance qui nous a permis une vérification assez étendue de la formule de l'entraînement de fréquence. Néanmoins, ce sont de petites variations, difficiles à étudier et chaque mesure a été recommencée plusieurs fois.

Nous pouvons constater sur le tableau des résultats que l'accord est

satisfaisant, toutefois la fréquence mesurée est toujours inférieure à celle prévue théoriquement. Ceci peut être dû à une erreur sur la valeur de T_2 , qui serait supérieure à 0,086 s, mais ceci n'explique pas pourquoi le désaccord devient plus net pour les surtensions élevées. Une autre explication de ce désaccord est peut-être due à notre connaissance peu précise de la forme de la raie caractérisée uniquement par un temps de relaxation T_2 alors que cette largeur est due en réalité à une inhomogénéité du champ magnétique. De plus le mouvement du liquide a une influence sur cet entraînement de fréquence, influence dont nous n'avons pas fait la théorie et qui a été mise en évidence en faisant varier le débit.

Ici aussi ce sont les variations accidentelles de H_0 qui limitent essentiellement la précision de la mesure; des expériences plus précises nécessiteraient l'éloignement rigoureux de toutes sources de champs magnétiques parasites. Cet entraînement de fréquence est la cause d'erreur prépondérante dans l'emploi de ce système pour la mesure des champs magnétiques, cet aspect de la question sera étudié au chapitre VII, paragraphe 4.1.

CHAPITRE VII

Applications de l'auto-oscillateur du type « Maser » dans les champs faibles.

1. Étude expérimentale du passage adiabatique rapide en champ faible. — Nous n'avons pas mesuré en valeur relative la polarisation magnétique nucléaire M_0 dans la bobine B_0 , cette mesure nécessitant l'emploi d'un détecteur linéaire de la R. M. N., dispositif dont la réalisation est actuellement en cours, avec la collaboration de H. Ottavi.

Néanmoins nous avons étudié expérimentalement le retournement par passage adiabatique rapide décrit au chapitre II, paragraphe 3, grâce à son influence sur le fonctionnement du Maser et nous avons vérifié en particulier que l'on pouvait atteindre un retournement complet. Ces expériences nous ont permis en plus de déterminer par R. M. N. le champ et le gradient d'un champ magnétique inhomogène.

1.1. Influence de l'amplitude du champ h_1 de retournement sur le fonctionnement du Maser. — Ici nous faisons varier le champ h_1 créé par le solénoïde long B_1 décrit au chapitre II, paragraphe 3 et étudions la tension d'oscillation et la plage d'accrochage du Maser. Les résultats

obtenus sont représentés par les courbes continues du graphique 13. On peut constater que le retournement complet est atteint dès que le champ h_1 dépasse 200 mG, valeur facile à obtenir. Sur ces mêmes graphiques nous avons tracé la courbe ponctuée qui représente le facteur de retournement $F = -\cos \theta$, calculé au chapitre II, en fonction de h_1 , à partir des paramètres connus $a = \frac{\gamma h_1^2}{v \frac{dH}{dr}}$ avec $v = 95 \text{ cm/s}$ et $\frac{dH}{dr} = 1,75 \text{ G/cm}$.

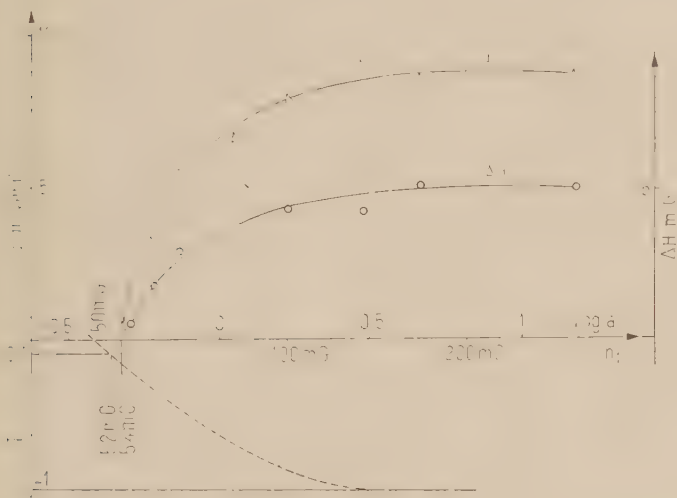


Fig. 13. — Tension d'oscillation E aux bornes de la bobine du Maser et largeur ΔH de la plage d'accrochage en fonction du champ h_1 de retournement. La valeur de a est reliée à celle de h_1 par $a = \gamma h_1^2 / (v dH/dr)$. La courbe ponctuée représente le facteur de retournement F .

Pour les valeurs élevées de h_1 nous pouvons sur ces graphiques constater un accord qualitatif entre les résultats théoriques du chapitre II, représentés par la courbe ponctuée et les résultats expérimentaux obtenus sur le fonctionnement du Maser : le retournement complet est obtenu pour des champs h_1 supérieurs à 150 ou 200 mG.

Pour les faibles valeurs de h_1 nous pouvons comparer quantitativement les résultats théoriques et expérimentaux. En effet, dans les conditions où nous sommes ici (emploi d'eau, $Q \approx 10\,000$), le Maser est à la limite de fonctionnement lorsque le champ de polarisation H_p est réduit à 750 G, c'est-à-dire au dixième de la polarisation maximum 7500 G.

Par ailleurs, la même situation peut être obtenue en rétablissant le

champ H_p à la valeur 7500 G et en réduisant le champ h_1 à une valeur telle que le facteur de retournement soit $F = -0,1$ au lieu de -1 .

D'après les courbes expérimentales du graphique 13 cette limite de fonctionnement est obtenue pour un champ $h_1 = 54$ mG, tandis que d'après la courbe ponctuée, obtenue par le calcul à partir des résultats du chapitre II, la valeur h_1 correspondant à $F = -0,1$ est de 52 mG. Compte tenu de la précision des différentes mesures l'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques est satisfaisant.

1.2. Influence de la fréquence du champ h_1 . Mesure d'un champ inhomogène. — Nous avons remplacé le long solénoïde de retournement B_1 , par une bobine plate B'_1 de petites dimensions, comportant 300 tours de fil bobiné sur 6 cm de diamètre et 1 cm d'épaisseur.

Le champ magnétique tournant h_1 , de vitesse angulaire ω_1 , qui crée le retournement, est celui qui règne dans la zone active du tuyau où la condition de résonance est établie. Le champ h_1 , créé par la bobine plate B'_1 est maximum au centre de cette bobine, c'est donc lorsque la bobine est centrée sur la zone active que le facteur de retournement F est maximum.

Pour une valeur suffisamment faible du champ h_1 , la position optimum de la bobine est critique et sa détermination fournit une bonne mesure de la valeur $H_1 = \omega_1/\gamma$ du champ magnétique au centre de la bobine. Les réglages sont rendus moins faciles à cause du délai de plus de 4 secondes entre une manœuvre de la position de la bobine et l'observation de son effet sous l'amplitude du signal du Maser, délai dû au temps de parcours du liquide de cette bobine B'_1 à la bobine B_0 du Maser.

Nous avons pu, par cette technique, mesurer le champ le long du tuyau. L'accord est assez bon avec des mesures du champ par une bobine tournante.

Les erreurs proviennent essentiellement de la difficulté de centrer exactement la bobine pour obtenir un fonctionnement optimum en Maser; ces erreurs peuvent atteindre 5 mm.

1. 3. Influence du gradient. — Le gradient croît notablement lorsque le champ augmente et lorsque l'on se rapproche de l'électroaimant.

Comme le facteur de retournement F est fonction de $a = \gamma h_1^2/v(dH/dr)$ il faut employer un champ h_1 d'amplitude plus grande lorsque dH/dr croît c'est-à-dire lorsqu'on est plus près de l'électroaimant, donc à une fréquence $f_1 = \omega_1/2\pi$, plus élevée. Dans le but de vérifier en fonction du gradient, la loi théorique calculée au chapitre II, nous avons cherché à mettre cette particularité en évidence directement.

Aussi, lors des mesures exposées au paragraphe précédent, nous avons noté les valeurs du champ h_1 correspondant au fonctionnement

limite en Maser. Nous avons vu que ce fonctionnement limite est obtenu pour $F = -0,1$, ce qui correspond à :

$$a = \gamma h_1^2 / v \frac{dH}{dr} = \frac{1}{2,24}$$

d'après la figure 4.

A partir de cette relation où h_1 et v sont connus, nous avons déterminé dH/dr . Les valeurs de dH/dr ainsi trouvées, sont représentées sur

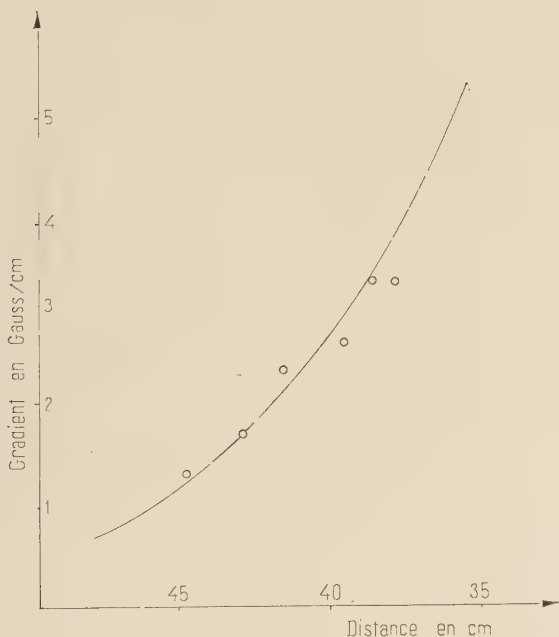


Fig. 14. — Gradient du champ magnétique le long de la bobine de retournement B_1 . La courbe est tracée d'après la carte du champ et les points ont été déterminés par résonance magnétique nucléaire en champ inhomogène à partir du facteur de retournement théorique F .

la figure 14 et comparées à la dérivée de la courbe du champ, dérivée établie d'après les résultats du paragraphe précédent.

On retrouve bien l'influence du gradient, mais la précision est moins bonne que pour les mesures du champ ; en effet, à l'erreur sur la position que nous avons rencontrée au paragraphe précédent, se superpose l'erreur due à la détermination du champ h_1 créé par la bobine.

2. Mesure du temps de relaxation longitudinal T_1 . — Ce dispositif nous a permis une mesure du temps de relaxation T_1 du liquide employé : nous utilisons la canalisation n° 2 décrite au chapitre IV, paragraphe 3, qui, faite en tube plus gros, permet d'allonger de 3,5 s la durée du trajet, qui prend alors la valeur $t_2 = 8$ s au lieu de $t_1 = 4,5$ s. La dépolarisation par relaxation des protons, est alors plus grande et le signal du Maser plus faible, le champ H_p de polarisation dans l'électroaimant étant réglé à la valeur maximum $H_p = 7\,500$ G. Nous revenons à la canalisation n° 1, durée du trajet $t_1 = 4,5$ s, et réduisons le champ dans l'électroaimant à une valeur H'_p telle que nous obtenions le même signal, comme on le voit en comparant les photographies 4 (planche II).

La polarisation magnétique nucléaire est donc la même dans les deux expériences et nous pouvons écrire l'égalité suivante qui permet de calculer T_1 à environ 20 p. 100 près :

$$H'_p \exp(-t_2/T_1) = H_p \exp(-t_1/T_1).$$

C'est par cette méthode que nous avons mesuré le temps de relaxation longitudinal T_1 des liquides employés. Cette mesure de T_1 a été faite systématiquement avant chaque série d'expériences quantitatives sur le fonctionnement du Maser. Il est à noter que ces mesures sont faites sans utiliser un détecteur « linéaire » de la R. M. N. Il suffit que le signal du Maser soit fonction de la polarisation magnétique nucléaire, la relation linéaire utilisée étant la loi de Curie : polarisation magnétique nucléaire proportionnelle au champ magnétique H_p dans l'électroaimant.

Par contre, nous ne mesurons pas le T_1 vrai du liquide, mais plutôt un temps de relaxation T_1^* plus court car il est probable que des champs magnétiques alternatifs parasites contribuent à la dépolarisation des spins nucléaires comme nous l'avons calculé au chapitre IV, paragraphe 5.

Cette technique permet en particulier de mesurer le temps de relaxation T_1 des différentes composantes d'un spectre de haute résolution : des études sont actuellement en cours à ce sujet en collaboration avec H. Ottavi.

3. Fonctionnement en amplificateur. — En R. M. N. la méthode de détection dite du Qmètre est couramment utilisée (35) ; elle consiste à coupler faiblement le circuit oscillant à un générateur, et à étudier la tension aux bornes de ce circuit. Dans les conditions habituelles, le passage par la résonance se traduit par une absorption d'énergie entraînant une diminution de la surtension apparente du bobinage ; lorsqu'on fonctionne en « Maser », il y a au contraire, émission d'énergie stimu-

PLANCHE I

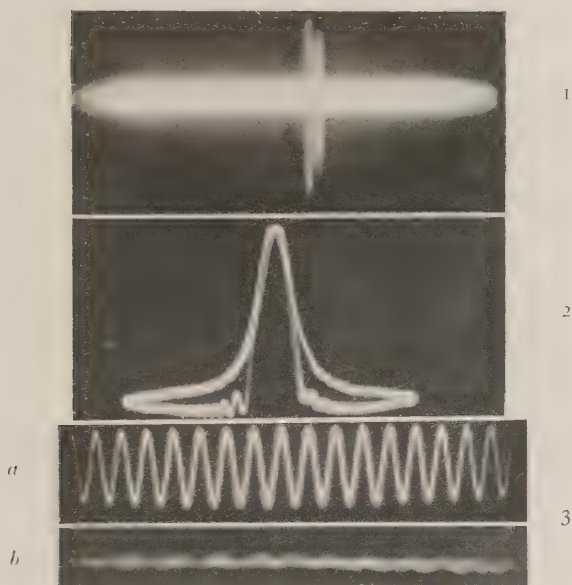


Photo 1. — Oscillation du Maser
lorsque le champ magnétique H_0 passe par la résonance.

Photo 2. — Courbe de résonance du circuit à surtension élevée.
Excursion de fréquence 25 kHz crête à crête.

Photo 3.

- a) Oscillation du Maser (balayage 850 Hz, tension E aux bornes de la bobine,
10 mV_{eff}).
- b) Bruit correspondant en l'absence d'auto-oscillation.

PLANCHE II

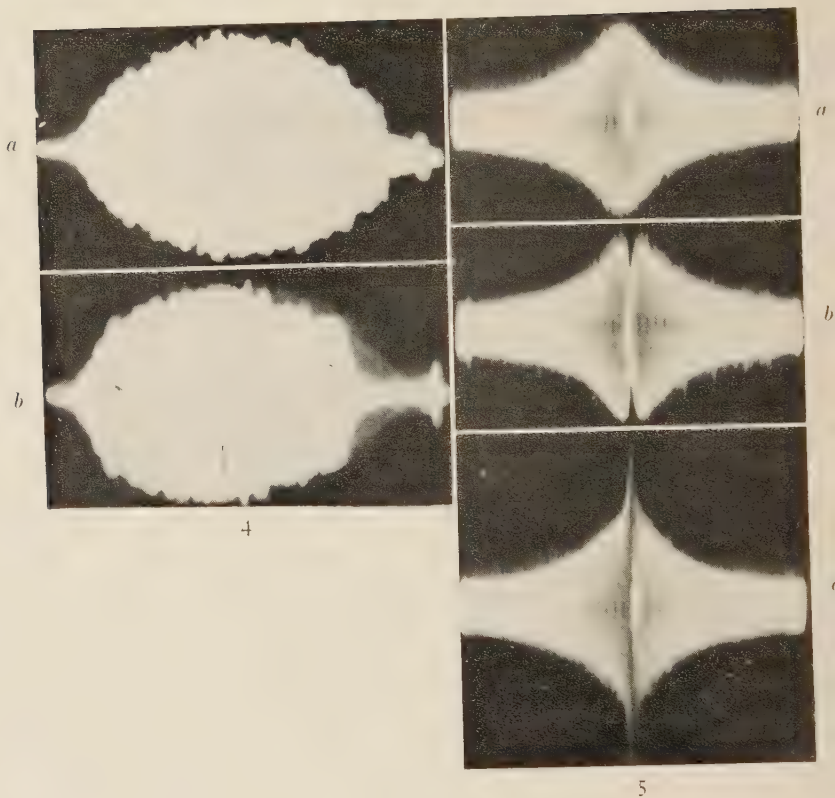


Photo 4. — Oscillation du Maser
lorsque le champ magnétique H_0 passe par la résonance.

- a) $Q = 10\,000$ environ, $H_p = 2\,250$ G (balayage $4,2$ mG, tension d'oscillation E maximum $6,3$ mV_{eff}).
- b) $H_p = 7\,500$ G. Durée du trajet t augmentée de $3,5$ s. Autres conditions identiques.

Photo 5.

- a) Courbe de réponse du circuit à haute surtension. Amplitude du balayage 280 Hz.
- b) La surtension est inchangée et la R. M. N. est réglée dans les conditions d'absorption.
- c) La R. M. N. est réglée dans les conditions d'émission. La tension E maximum aux bornes de la bobine du Maser est de $0,5$ mV_{eff}.

lée donc augmentation de la surtension, et ce passage de l'un à l'autre type de phénomène est très commode dans notre procédé.

Les expériences sont faites en utilisant un générateur basse fréquence qui alimente une bobine de 5 cm de diamètre, comportant 300 tours de fil et située à 1,5 m de la bobine B_0 , réalisant ainsi un couplage par mutuelle induction très faible. Nous faisons varier la fréquence de ce générateur et étudions la tension aux bornes du circuit oscillant en l'envoyant après amplification, sur l'entrée verticale d'un oscillographe.

Les photographies 5, planche II montrent le résultat obtenu. On y voit la bande passante très étroite de l'amplification Maser; elle est ici de 3,7 Hz à mi-hauteur pour une fréquence moyenne de 14,1 kHz. Ceci correspond à un temps de relaxation transversale $T_2 = 0,086$ s, et à une surtension de 3 800. Cette surtension est d'ailleurs relativement faible pour un Maser. Cette méthode de mesure tient compte de l'inhomogénéité du champ qui est la cause essentielle de la largeur de raie observée ici.

Nous avons aussi utilisé un balayage en champ magnétique en laissant fixe la fréquence du générateur qui est alors réglée à la fréquence de résonance du circuit oscillant. Correspondant au T_2 nous observons une largeur de raie de 870 μ G sur 3,31 G.

Le même dispositif nous a servi aussi à mettre en évidence l'influence de l'amortissement par rayonnement cohérent, c'est-à-dire l'augmentation de la largeur de raie de la résonance magnétique nucléaire, caractérisée par le temps T_R (chapitre I^{er}, paragraphe 2.3).

4. Mesure des champs magnétiques. — Le fonctionnement du Maser en auto-oscillateur fournit un procédé efficace de mesure des champs magnétiques; il suffit de mesurer la fréquence d'oscillation du Maser, grâce, par exemple à un périodemètre BF. La valeur du champ magnétique s'en déduit par la relation $f = (2\pi)^{-1} \gamma H$ où γ a la valeur $\gamma = (2,67515 \pm 0,00001) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ gauss}^{-1}$ (26). *A priori* on peut envisager quatre causes d'erreurs dans cette mesure: l'effet Bloch-Siegert (17), le bruit de fond (36), l'erreur introduite par le périodemètre et l'entraînement de fréquence.

C'est ce dernier effet qui est prépondérant et nous le discuterons en détail.

4. 1. L'entraînement de fréquence, calculé à partir de la formule 12, du chapitre V: $\Delta\omega = Q(\omega_c - \omega_0) / \left(\frac{\omega T_2}{2} + Q \right)$, est relativement considérable dans les conditions où nous avons opéré: les surtensions de la résonance magnétique nucléaire et du circuit oscillant sont à peu près égales et l'entraînement de fréquence vaut alors la moitié de l'écart entre la fréquence de Larmor des protons et la fréquence de résonance du circuit oscillant. Nous avons cherché à réaliser l'égalité de ces deux

fréquences en nous plaçant au centre de la plage d'accrochage. Ceci peut être réalisé à environ ± 5 p. 100 près de la largeur totale de la plage d'accrochage dont la valeur est 6 mG, soit 24 Hz dans les conditions ordinaires. L'égalité des deux fréquences peut donc être assurée à 1,2 Hz près environ, et l'entraînement de fréquence est donc inférieur à 0,6 Hz pour une fréquence de 14,1 kHz. Finalement l'erreur due à cet effet est assez considérable, $5 \cdot 10^{-5}$ en valeur relative.

Cette erreur pourrait être diminuée en opérant avec une surtension plus faible, mais les mesures seraient aussi plus délicates, le signal étant plus faible.

Mais on peut espérer améliorer considérablement les conditions expérimentales en utilisant un système de bobines de Helmholtz plus largement prévu ou en se plaçant directement dans le champ terrestre. La mise au point de ces conditions est étudiée actuellement par J. Hennequin (13).

4. 2. Variation du champ H_0 . — En réalité, nous mesurons ici la valeur moyenne du champ directeur H_0 et ce champ est susceptible de variations accidentelles pendant la durée de la mesure. De telles variations peuvent atteindre parfois 10^{-4} en valeur relative. Par exemple, nous avons constaté que le déplacement de 50 cm d'une armoire métallique située à 2,5 m de la bobine, faisait varier considérablement le champ directeur : 3 mG sur 3 G. Nous attribuons ces variations à ces champs parasites créés dans le reste du laboratoire.

La commodité d'emploi de l'appareil tel qu'il est réalisé actuellement, se montre déjà remarquable : le changement de deux condensateurs, permet de mesurer le champ magnétique au centre des bobines de Helmholtz à une précision de $2 \cdot 10^{-4}$ près, entre les valeurs $H_0 = 0,25$ G et $H_0 = 8,5$ G, correspondant aux fréquences 1,05 kHz et 36 kHz.

Vers les basses fréquences nous avons été arrêtés par la valeur trop faible de la self employée et les harmoniques du secteur deviennent aussi gênants. Vers les fréquences élevées, c'est le périodemètre BF qui ne permettait plus les mesures.

CONCLUSION

Nous avons mis au point un nouveau type de Maser à deux niveaux et une technique originale de retournement des spins nucléaires d'un liquide en mouvement utilisant une excitation haute fréquence dans un champ magnétique inhomogène réalisant ainsi les conditions du « passage adiabatique rapide ».

Ce passage adiabatique a été étudié théoriquement à l'aide d'une machine à calculer analogique et expérimentalement dans les condi-

tions envisagées précédemment. L'accord des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux est satisfaisant et a permis une mesure commode du temps de relaxation T_1 .

Nous avons ensuite fait fonctionner un auto-oscillateur du type Maser à 30 MHz, champ directeur 7 000 G, utilisant le courant d'eau ainsi activée.

Le même principe a été mis en œuvre pour faire fonctionner un autre auto-oscillateur du type Maser, dans les champs magnétiques faibles 3.3 G, fréquence 14 kHz. Ce Maser est étudié en détail théoriquement et expérimentalement. Il présente la caractéristique de procurer une polarisation magnétique macroscopique considérable, correspondant à l'équilibre thermique dans un champ de 3 000 G, et un temps de relaxation transversal T_2 (essentiellement dû à l'inhomogénéité du champ), relativement court, inférieur à 0,1 s; la surtension correspondante de la résonance magnétique nucléaire n'est alors que de 3 800. Ces deux caractéristiques font que l'entraînement de fréquence est relativement considérable et nous avons réussi à l'étudier quantitativement. De plus, nous avons mis en évidence une influence encore inexpliqué du débit.

Des applications pratiques à la mesure et à la stabilisation à haute précision du champ magnétique, à la spectroscopie en résonance magnétique nucléaire, en particulier la mesure du temps de relaxation T_1 , ont été envisagées en détail, et sont à présent en cours de réalisation au laboratoire.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) ABRAGAM (A.). — *Phys. Rev.*, U. S. A., 1955, **98**, 1729.
- (2) ABRAGAM (A.) et PROCTOR (W.). — *Phys. Rev.*, U. S. A., 1958, **109**, 1441.
- (3) ABRAGAM (A.) et PROCTOR (W.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1958, **246**, 2253.
- (4) ABRAGAM (A.). — *Phénomènes liés à la résonance magnétique nucléaire*. C. E. N. Saclay. Fr., 1955.
- (5) *Idem*, 384.
- (6) ALLAIS (E.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1958, **246**, 2123.
- (7) ANDREW (E. R.). — *Nuclear Magnetic Resonance*. University Press, Cambridge, 1956.
- (8) *Idem*, 19.
- (9) BENOIT (H.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1958, **246**, 3053.
- (10) BENOIT (H.), GRIVET (P.) et OTTAVI (H.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1958, **247**, 1985.
- (11) BENOIT (H.), GRIVET (P.) et GUIBE (L.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1958, **246**, 3608.
- (12) BENOIT (H.), GRIVET (P.) et OTTAVI (H.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1959, **248**, 220.

- (13) BENOIT (H.) et HENNEQUIN (J.). — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1959, **248**, 1991.
- (14) BENOIT (H.) et SAUZADE (M.). — *Arch. Sci., Suisse*, 1958, **11**, fascicule spécial, 131.
- (15) BLOCH (F.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1946, **70**, 460.
- (16) BLOCH (F.), HANSEN (W. W.) et PACKARD (M. E.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1946, **70**, 476.
- (17) BLOCH (F.) et SIEGERT (A.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1940, **57**, 522.
- (18) BLOEMBERGEN (N.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1956, **104**, 324.
- (19) BLOEMBERGEN (N.), PURCELL (E. M.) et POUND (R. V.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1948, **73**, 679.
- (20) BLOEMBERGEN (N.) et POUND (R. V.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1954, **95**, 8.
- (21) BOLEF (D. I.) et CHESTER (P. F.). — *Inst. Radio Eng. Trans. M. T. T., U. S. A.*, janvier 1958, 47.
- (22) BRUHAT (G.) et KASTLER (A.). — *Optique*. Masson, 1954, 649.
- (23) CHESTER (P. F.), WAGNER (P. E.) et CASTLE (J. G.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1958, **110**, 281.
- (24) COMBRISSE (J.). — *J. Phys. Radium, Fr.*, 1958, **19**, 840.
- (25) COMBRISSE (J.), HONIG (A.) et TOWNES (C. H.). — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1956, **242**, 2451.
- (26) DRISCOLL (R. L.) et BENDER (P. L.). — *Phys. Rev. Letters, U. S. A.*, 1958, **1**, 413.
- (27) FEHER (G.), GORDON (J. P.), BUEHLER (E.), GERE (E. A.) et THURMOND (C. D.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1958, **109**, 221.
- (28) FRIC (C.). — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1958, **246**, 3602; 1959, **249**, 80 et 537.
- (29) GABILLARD (R.). — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1953, **237**, 705.
- (30) GORDON (J. P.), ZEIGER (H. J.) et TOWNES (C. H.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1955, **99**, 1265.
- (31) GRIVET (P.) et coll. — *Résonance paramagnétique nucléaire*. C. N. R. S., Paris, 1954. (32) *Idem*, 31. (33) *Idem*, 32. (34) *Idem*, 199. (35) *Idem*, 164.
- (36) GRIVET (P.) et BLAQUIÈRE (A.). — *Le bruit de fond*. Masson, 1959, 238, 297, 376.
- (37) GUILLOTTO (L.). — *Séminaire de résonance magnétique nucléaire*. E. N. S., Paris, 20 avril 1959.
- 38. GUIBE (L.). — *Arch. Sci., Suisse*, 1958, **11**, fascicule spécial, 194.
- 39. HAHN (H.). — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1959, 249, 1199.
- 40. HARRIS (H. E.). — *Electronics, U. S. A.*, 1951, **24**, n° 5, 130.
- (41) HEITLER (W.). — *Quantum theory of radiation*. Oxford University Press, 1944, 102.
- (42) HRYNKIEWICZ (A. Z.) et WALUGA (T.). — *Acta Phys. Poln.*, 1957, **16**, 381.
- (43) JAVAN (A.). — *J. Phys. Radium, Fr.*, 1958, **19**, 806.
- (44) KASTLER (A.). — *J. Phys. Radium, Fr.*, 1950, **11**, 255.
- (45) LATYSHEV (G. D.). — *Izvest. Akad. Nauk, S. S. S. R., ser. fiz.*, 1958, **22**, 988.
- (46) LÖSCHE (A.). — *Kerninduktion*. V. E. B. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956.
- (47) PACKARD (M. E.). — *Rev. Sci. Instr., U. S. A.*, 1948, **19**, 435.
- (48) PACKARD (M. E.) et VARIAN (R.). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 1954, **93**, 941.

- (49) PURCELL (E. M.) et POUND (R. V.). — *Phys. Rev.*, U. S. A., 1951, **81**, 279.
- (50) RABI (I.), RAMSEY (N. F.) et SCHWINGER (J.). — *Rev. Mod. Phys.*, U. S. A., 1954, **26**, 167.
- (51) RAMSEY (N. F.). — *Nuclear moments*. Wiley, New York, 1953.
- (52) SAHA (A. K.) et DAS (T. P.). — *Theory and Applications of Nuclear Induction*. Saha Institute of Nuclear Physics, Calcutta, 1957.
- (53) SKRIPOV (F. I.). — *Dokl. Akad. Nauk*, S. S. S. R., 1958, **22**, 988.
- (54) SOLOMON (I.). — *J. Phys. Radium*, Fr., 1958, **49**, 837.
- (55) SOLOMON (I.). — *Séminaire de résonance magnétique nucléaire*. E. N. S., Paris, 24 novembre 1958.
- (56) TOWNES (C. H.). — *J. appl. Phys.*, U. S. A., 1957, **28**, 220.
- (57) UEBERSFELD (J.), MOTCHANE (J. L.) et ERB (E.). — *J. Phys. Radium*, 1958, **49**, 843.
- (58) VAUTHIER (R.). — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1949, **228**, 1113.
- (59) VLADIMIRSKY (K. V.). — *Nuclear Instr. Nederl.*, 1957, **4**, 329.
- (60) WINTER (J. M.). — *J. Phys. Radium*, Fr., 1958, **49**, 802.

Un texte plus détaillé a été déposé aux archives du Centre de Documentation du C. N. R. S., 16, rue Pierre-Curie, Paris (5^e), sous le n° 38 814.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'atome mésonique.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 4 novembre 1939.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÈRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

